



Production de faisceaux d'ions radioactifs multicharges pour SPIRAL : Etudes et realisation du premier ensemble cible-source

Laurent Maunoury

► To cite this version:

Laurent Maunoury. Production de faisceaux d'ions radioactifs multicharges pour SPIRAL : Etudes et realisation du premier ensemble cible-source. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 1998. Français. NNT: . tel-00470575

HAL Id: tel-00470575

<https://theses.hal.science/tel-00470575>

Submitted on 7 Apr 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université de Caen

Ecole Doctorale SIMEM : Sciences des Structures, de l'Information, de
la Matière Et des Matériaux

THESE

présentée par

Laurent MAUNOURY

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES

DE L'UNIVERSITE DE CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires

sujet :

**Production de faisceaux d'ions radioactifs multi-
chargés pour SPIRAL : Etudes et réalisation du
premier ensemble cible-source**

soutenue le 13 novembre 1998 devant le jury composé de :

| | | | |
|-----|--------|------------|--------------------|
| MM. | D. | Guerreau | Président |
| | P. | Van Duppen | Rapporteur |
| | J. | Lettry | Rapporteur |
| | W. | Mittig | |
| | B. | Tamain | |
| | A.C.C. | Villari | Directeur de thèse |

GANIL

DOCUMENTATION

DOCUMENTATION

GANIL

Un grand merci à toi Cécile pour ton soutien, ta compréhension et ton aide

A mes parents

If there were only stable nuclei and unstable nuclei do not exist, most elements would not have been synthesized.

I. Tanihata

4⁷H RNB

Remerciements

Je souhaite commencer par remercier toutes les personnes qui de près ou de loin ont permis la bonne réalisation de cette thèse. Elle est le fruit d'un travail d'équipe où de multiples acteurs ont été nécessaires.

Je voudrais, tout d'abord remercier la direction du GANIL : D. Guerreau et J. Fouan ainsi que le chef du projet SPIRAL : M. Liévin pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire et permis de réaliser ce travail.

Je remercie tous les membres du jury pour avoir accepté de juger cette thèse et plus particulièrement les deux membres rapporteurs P. Van Duppen et J. Lettry pour avoir pris sur leur temps pour lire et estimer ce travail. Merci à D. Guerreau pour avoir accepté d'être le président de ce jury et merci à tous les autres membres : B. Tamain et W. Mittig.

Je souhaite rendre un hommage à Antonio C. C. Villari. Il a été plus qu'un directeur de thèse, il a été un guide qui a su me montrer la voie qui transforme un étudiant en scientifique. Sa disponibilité, ses qualités scientifiques autant qu'humaines, les discussions que nous avons eues, ses encouragements, sa confiance en mon travail ainsi que sa bonne humeur ont été à la base de cette thèse et ont permis un travail efficace le long de ces trois années.

Je remercie vivement Marie-Geneviève Saint Laurent qui a su, dans les moments cruciaux de la thèse, apporter son aide inconditionnelle afin de mener à bien ce travail.

Je voudrais remercier spécialement des personnes sans qui rien ne se réaliserai : J. Y. Pacquet, G. Gaubert, C. Marry et E. Robert avec lesquels j'ai aimé et apprécié travailler.

J'exprime toute ma gratitude à toutes les personnes du groupe source, à toute l'équipe SPIRAL et à toutes les personnes appartenant aux nombreuses collaborations : R. Leroy, N. Lecerne, Y. Huquet, P. Bertrand, M. Lewitowicz, G. Dhilly, P. Jardin, J. Obert, E. Cottreau, O. Bajeat, M. Ducourtieux, H. Lefort, C. Lau, F. Clapier, N. Pauwels,

J. Proust, C. F. Liang, N. A. Orr, J. C. Angélique, Di Bartolo, O. Tengblad, C. Tamburella, T. Lamy, P. Sortais

Merci à mes amis brésiliens et à leurs familles avec lesquels j'ai apprécié discuter malgré un bref passage parmi eux : Zilah, R. Lichtenthäler, A. Lepine-Szily ainsi qu'un grand merci à M. S. Hussein pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire.

Mes sincères remerciements à G. Auger pour m'avoir fait connaître et apprécier QuarkXPress. Sans ce logiciel, je n'aurais pas pu rédiger dans les meilleures conditions ma thèse.

Je remercie tous mes compagnons de route et amis pour leur bonne humeur et leur soutien pendant la thèse : J. Mandin, L. Boy, S. Kandri, D. Ridikas, F. Landré, J. Guillot. Je remercie également tous mes collègues thésards.

J'exprime ma gratitude au personnel du GANIL qui m'ont très vite intégré au sein du laboratoire, très nombreux sont ceux que j'ai côtoyés et ceux avec qui j'ai travaillé.

Mes dernières pensées vont vers ma famille et vers tous mes amis pour leur soutien et leur compréhension le long de ces trois années de thèse.

Table des matières

| | |
|---|----|
| Introduction..... | 15 |
| Chapitre I : Les faisceaux d'ions radioactifs : pourquoi et comment?..... | 17 |
| I.1 : Pourquoi ? : La Physique avec les faisceaux d'ions radioactifs..... | 18 |
| I.2 : Comment ? : Les installations de faisceaux d'ions radioactifs dans le monde..... | 25 |
| I.3 : Le projet SPIRAL..... | 28 |
| I.3.1 : L'accélérateur GANIL..... | 28 |
| I.3.2 : Production d'un faisceau d'ions radioactifs ou secondaire..... | 30 |
| I.3.3 : Les éléments de SPIRAL..... | 31 |
| I.4 : Le banc de tests SIRa..... | 34 |
| Chapitre II : Les processus fondamentaux..... | 41 |
| II.1 : Les modes de production dans la cible..... | 42 |
| II.2 : La diffusion..... | 44 |
| II.2.1 : L'équation aux dérivées partielles..... | 45 |
| II.2.2 : L'efficacité de diffusion..... | 50 |
| II.2.3 : Optimisation des caractéristiques de la cible..... | 50 |
| II.3 : Distribution de la température : une simulation..... | 53 |
| II.4 : L'effusion..... | 60 |
| II.5 : Principe de fonctionnement d'une source R.C.E..... | 61 |
| II.5.1 : La structure magnétique..... | 62 |
| II.5.2 : Le chauffage des électrons..... | 65 |
| II.5.3 : L'ionisation des atomes..... | 65 |
| II.5.4 : Les systèmes d'extraction..... | 66 |
| II.5.5 : Optique de faisceau : l'émittance..... | 66 |
| Chapitre III : Résultats expérimentaux "Hors ligne" | 69 |
| III.1 : Les cibles de carbone..... | 70 |
| III.1.1 : Le chauffage des cibles..... | 70 |
| III.1.1.1 : Le chauffage par l'axe..... | 71 |
| III.1.1.2 : Le chauffage externe..... | 73 |

| | | |
|--|--|-----|
| III.2 : | Le système de transfert..... | 75 |
| III.3 : | Intérêts de la source NANOGAN II pour ioniser les atomes radioactifs..... | 76 |
| III.4 : | Les Caractéristiques techniques de la source NANOGAN II..... | 78 |
| III.4.1 : | Le champ magnétique axial et radial..... | 78 |
| III.4.2 : | Le système d'injection..... | 81 |
| III.4.3 : | Le système d'extraction..... | 82 |
| III.5 : | Les performances de la source NANOGAN II..... | 83 |
| III.5.1 : | Le banc source..... | 83 |
| III.5.2 : | Les spectres..... | 84 |
| III.5.3 : | L'efficacité de transport..... | 88 |
| III.5.4 : | L'efficacité d'ionisation..... | 89 |
| III.5.5 : | Les émittances..... | 91 |
| III.5.6 : | Les performances..... | 94 |
| Chapitre IV : Résultats expérimentaux "En ligne" | | 95 |
| IV.1 : | La géométrie de l'ensemble cible..... | 96 |
| IV.2 : | Extraction des paramètres de diffusion..... | 98 |
| IV.2.1 : | Méthodes pour mesurer l'efficacité de diffusion-effusion d'un atome radioactif..... | 99 |
| IV.2.1.1 : | Méthode par mesure directe..... | 99 |
| IV.2.1.2 : | Méthode par la saturation du taux de production..... | 103 |
| IV.2.1.3 : | Méthode par temps de montée..... | 104 |
| IV.2.2 : | Résultats expérimentaux et extraction des coefficients d'Arrhénius..... | 106 |
| IV.2.3 : | Comparaison des trois méthodes..... | 111 |
| IV.2.3.1 : | Ambiguïté entre diffusion et effusion..... | 112 |
| IV.2.4 : | Rôle de la taille des grains composant la cible..... | 114 |
| IV.3 : | Le comportement de la source en ligne..... | 116 |
| IV.3.1 : | Le dégazage de la cible..... | 116 |
| IV.3.2 : | Les distributions d'états de charge..... | 118 |
| IV.4 : | Les taux de production des isotopes radioactifs..... | 120 |
| IV.5 : | Comparaison avec l'ensemble cible-source ECR3..... | 121 |
| Chapitre V : Les futurs faisceaux de SPIRAL..... | | 125 |
| V.1 : | Implantation de l'ensemble cible-source dans SPIRAL..... | 126 |
| V.2 : | Optimisation des cibles pour plusieurs faisceaux..... | 128 |
| V.2.1 : | Les cibles 2 kW..... | 128 |
| V.2.2 : | Les cibles 6 kW..... | 134 |
| V.3 : | Les Intensités attendues pour les faisceaux de SPIRAL..... | 140 |
| V.4 : | Comparaison avec d'autres laboratoires..... | 142 |
| Chapitre VI : La solution 1+/n+..... | | 145 |
| VI.1 : | La transformation 1+/n+..... | 146 |

| | | |
|----------------------------------|--|-----|
| VI.2 : | Les principes de la transformation $1+ / n+$ | 146 |
| VI.2.1 : | Le potentiel plasma d'une source R.C.E..... | 147 |
| VI.2.2 : | La capture directe par le plasma..... | 147 |
| VI.3 : | Où en est-on ?..... | 151 |
| VI.4 : | La source d'ions monochargés PICOCHAN..... | 152 |
| VI.4.1 : | Les efficacités d'ionisation..... | 152 |
| VI.4.2 : | Les émittances..... | 155 |
| VI.5 : | Les expériences ISN-GANIL..... | 155 |
| VI.5.1 : | Le dispositif expérimental..... | 155 |
| VI.5.2 : | Les résultats et comparaison avec la source NANOGAN II | 157 |
| VI.6 : | Application : un ensemble cible-source d'ions monochargés dédié aux alcalins..... | 159 |
| VI.6.1 : | Les principes de ce nouvel ensemble cible-source..... | 160 |
| VI.6.2 : | Les sources à ionisation de surface..... | 161 |
| VI.6.3 : | L'ensemble cible-source MONOLITHE..... | 162 |
| Chapitre VII : | Production d'atomes radioactifs à partir de neutrons rapides..... | 167 |
| VII.1 : | Intérêts d'une nouvelle méthode de production d'atomes radioactifs..... | 168 |
| VII.2 : | Concept de la fission induite par des neutrons rapides..... | 171 |
| VII.2.1 : | Avantages et inconvénients..... | 172 |
| VII.2.2 : | Source de neutrons | 173 |
| VII.2.2.1 : | Comparaison entre plusieurs faisceaux incidents (p, α, D) + Be..... | 173 |
| VII.2.2.2 : | Comparaison entre plusieurs convertisseurs : $^2\text{H}, ^3\text{H}, \text{Li}, \text{Be}, \text{C}, \text{U}$ | 174 |
| VII.2.2.3 : | Le modèle de Serber..... | 176 |
| VII.2.2.4 : | Caractéristiques des neutrons produits par la réaction $D + \text{Be}$ | 178 |
| VII.2.3 : | La fission..... | 181 |
| VII.3 : | Les prédictions avec le code LAHET..... | 183 |
| VII.4 : | Les expériences avec le Tandem d'Orsay et le synchrotron SATURNE à Saclay..... | 186 |
| VII.4.1 : | L'expérience PARRNE0..... | 187 |
| VII.4.2 : | L'expérience PARRNE1..... | 187 |
| VII.4.3 : | L'expérience SATURNE..... | 189 |
| Conclusion..... | | 195 |
| Annexes..... | | 199 |
| Références bibliographiques..... | | 209 |

Introduction

La Physique Nucléaire a permis de comprendre de nombreuses propriétés des noyaux stables (masse, forme, structure nucléaire etc...) et de créer des théories capables de reproduire ces propriétés donnant ainsi le sentiment d'avoir compris l'organisation des nucléons dans le noyau. Qu'en est-il pour les noyaux radioactifs ? Les théories sont-elles capables de prédire les propriétés de ces noyaux ? De nouvelles propriétés vont-elles apparaître ? Que va-t-on découvrir d'inattendu ? Les résultats des vingt dernières années ont montré que le comportement des noyaux exotiques est souvent différent de ce que l'on pouvait extrapoler à partir de la connaissance que nous avons des noyaux stables. Les noyaux exotiques représentent plus de 80% de la carte des noyaux, il reste donc un vaste domaine de Recherche à explorer. Les physiciens nucléaires ont besoin de produire des faisceaux d'ions radioactifs pour réaliser des réactions nucléaires et en déduire les propriétés de ces noyaux.

A l'heure actuelle au GANIL, les faisceaux d'ions radioactifs sont produits par fragmentation du faisceau primaire d'ions lourds sur une cible mince. La ligne LISE "Ligne d'Ions Super Epluchés" (depuis 1984) et l'équipement SISSI "Source d'Ions à Solénoïdes Supraconducteurs Intenses" (depuis 1994) sont les deux principaux instruments avec lesquels sont fabriqués les faisceaux d'ions radioactifs. Ces faisceaux sont de très grande énergie (≥ 30 A.MeV) correspondant environ au tiers de la vitesse de la lumière. De nombreuses expériences nécessitent des faisceaux d'ions radioactifs de plus basse énergie : de quelques MeV à plusieurs dizaines de MeV.

Des études ont donc été entreprises pour la construction d'une machine capable de produire des faisceaux d'ions radioactifs accélérés à GANIL dans la gamme d'énergie de 1.7 A.MeV à 25 A.MeV : il s'agit du projet SPIRAL "Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne". Ces études ont suivi les recommandations du comité NUPPEC qui rassemble les souhaits des physiciens nucléaires pour la réalisation d'une future machine destinée à la production de faisceaux secondaires répondant aux caractéristiques (gamme des noyaux, énergie, intensité, dispersion en énergie, émittance) nécessaires à la réalisation de leurs expériences.

SPIRAL, pour la partie production, utilisera la méthode ISOL "Isotope Separation On Line". Un faisceau primaire, délivré par l'accélérateur GANIL, est totalement arrêté dans une cible épaisse de carbone. Les atomes radioactifs produits diffusent hors de la cible. Ils sont ionisés par une source d'ions de type R.C.E. "Résonance Cyclotronique Electronique" [VIL-97 c] puis accélérés par un cyclotron : CIME "Cyclotron pour Ions de Moyenne Energie". Grâce à la large gamme de faisceaux primaires accélérés à GANIL et à la réalisation du projet THI "Très Hautes Intensités" visant à augmenter d'un facteur quinze l'intensité des faisceaux primaires, SPIRAL devrait se présenter comme l'une des machines les plus performantes au monde pour la production de faisceaux d'ions radioactifs de moyenne énergie.

Ce travail de thèse est centré sur un point clef du projet SPIRAL : les études et la réalisation du premier ensemble de production du faisceau d'ions multichargés radioactifs. Cette partie du projet SPIRAL détermine le type, l'énergie et les intensités des faisceaux secondaires que fournira SPIRAL. Ce premier ensemble est destiné à la production de faisceaux d'ions radioactifs multichargés de type gaz. La cible de production est une cible de carbone et la source d'ions multichargés est de type R.C.E. Cette thèse est un travail de R&D. Son but est de fournir un équipement spécifique répondant à un cahier des charges.

Cette thèse s'articule en trois grandes parties :

La première partie est constituée des deux premiers chapitres. Le chapitre I présente des aspects de la Physique qui seront étudiés avec les faisceaux d'ions radioactifs, les deux modes de production d'ions radioactifs utilisés, leurs avantages et inconvénients. Le projet SPIRAL dans son ensemble y est décrit. Un sous-chapitre montre la place occupée par le projet SPIRAL dans le monde et décrit brièvement les autres installations en fonctionnement ainsi que celles qui sont au stade de projet ou d'étude. Ce chapitre se termine par la description du séparateur SIRa qui est utilisé pour nos expériences. Le chapitre II présente un calcul original de la diffusion d'un atome radioactif dans un matériau, la simulation développée pour la conception des cibles ainsi que la comparaison avec une expérience que nous avons réalisée à Louvain-la-Neuve. Une grande part de ce chapitre est consacrée au fonctionnement des sources d'ions de type R.C.E..

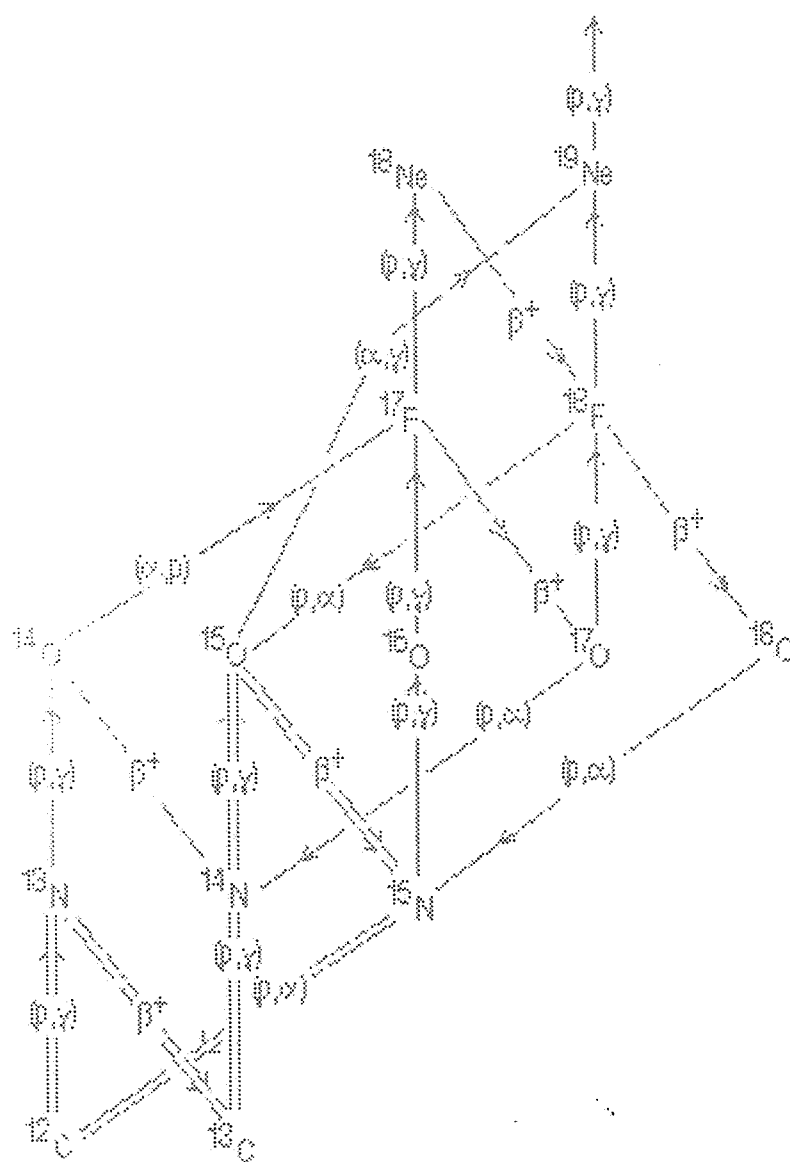
La seconde partie de ce travail est articulée autour de trois chapitres. Deux rassemblent les résultats expérimentaux et le troisième présente les intensités estimées des premiers faisceaux qui seront délivrés par SPIRAL. Le chapitre III met l'accent sur les résultats expérimentaux réalisés sans faisceau primaire, sur les caractéristiques de la source R.C.E. NANOGAN II choisie pour SPIRAL. Le chapitre IV est consacré aux résultats des tests réalisés avec un faisceau primaire en se rapprochant le plus possible des conditions de fonctionnement de SPIRAL. Plusieurs méthodes de mesure ainsi que les résultats expérimentaux pour déterminer les caractéristiques de la diffusion des atomes radioactifs hors de la cible y sont développés. Nous montrerons comment le fonctionnement de la source est influencé par l'impact d'un faisceau primaire sur la cible chaude. Nous terminerons ce chapitre par une présentation des taux de production qui ont été mesurés sur le séparateur SIRa. Le chapitre V est destiné à donner aux futurs utilisateurs les prévisions d'intensités des faisceaux secondaires non accélérés et accélérés. Le développement des cibles pour SPIRAL et leur comportement y sont décrits. La comparaison avec les autres installations dans le monde montrera la place importante que tiendra SPIRAL dans la production de faisceaux d'ions radioactifs multichargés.

La dernière partie de cette thèse porte sur les futurs développements de SPIRAL. Cette troisième partie est constituée de deux chapitres. Le chapitre VI présente la solution $1+/n+$ correspondant au "stripping" basse énergie d'ions monochargés, la possibilité de son implantation sur SPIRAL, le développement d'une source d'ions monochargés PICOGAN et d'un ensemble cible-source MONOLITHE. Le chapitre VII présente les développements futurs pour produire des faisceaux d'ions radioactifs lourds riches en neutrons. Une analyse sera faite des données issues de la littérature, d'expériences réalisées par la collaboration PARRNE, et de la description du programme d'expérience SPIRAL-II visant à développer de tels faisceaux.

Une conclusion rappellera les principaux résultats de ce travail et les nouvelles voies à explorer pour la production de nouveaux faisceaux d'ions radioactifs.

Chapitre I

Les faisceaux d'ions radioactifs : pourquoi et comment ?



I.1 POURQUOI ? : LA PHYSIQUE AVEC LES FAISCEAUX D'IONS RADIOACTIFS

La Physique Nucléaire est une science récente comparativement à l'Astronomie qui compte plusieurs siècles. Elle date de moins d'un siècle si on considère qu'elle a démarré avec la découverte du noyau atomique par Rutherford en 1911 [RUT-11] et du neutron en 1932 par Chadwick [CHA-32] en Angleterre et par Curie et Joliot en France [CUR-32]. Dans ce laps de temps, les noyaux stables, c'est à dire ceux que l'on trouve naturellement sur terre, ont été intensivement étudiés afin de connaître l'interaction entre les nucléons, la "colle" qui permet à ces entités de se maintenir ou non dans un volume de $\approx 10^{-43} \text{ m}^3$. Si la radioactivité alpha de l'uranium n'a été observée qu'en 1896 par H. Becquerel et la première séparation des éléments radioactifs Po et Ra effectuée en 1898 par P. et M. Curie, ce n'est qu'en 1934 que la radioactivité artificielle a été découverte par I. et F. Joliot Curie. Cette date peut être considérée comme le début de la synthèse et des études des noyaux exotiques. Ces noyaux se transforment en un autre noyau selon une loi exponentielle $N = N_0 e^{-\lambda t}$. Ce changement s'accompagne d'un dégagement d'énergie sous forme de particules légères comme des électrons, positrons, protons, alphas voire très rarement des émissions de noyaux légers. Les théories prédisent que les noyaux radioactifs couvrent plus de 80% de la carte des noyaux.

Nous avons appris et nous apprenons encore de multiples informations à partir de l'étude des noyaux stables. Des théories de plus en plus complexes sont développées pour rendre compte des propriétés des noyaux connus. Dès que ces théories sont appliquées aux noyaux exotiques, elles divergent rapidement : un exemple est l'évolution de l'énergie de liaison du dernier neutron des isotopes de l'étain pour différentes formules de masse en fonction du nombre de neutrons (figure I.1 [ANL-95]). L'accord est quasiment parfait entre les masses calculées par six formules et celles expérimentales pour les noyaux connus. Dès que le nombre de neutrons est supérieur à $N = 85$, les énergies de liaison calculées présentent des différences

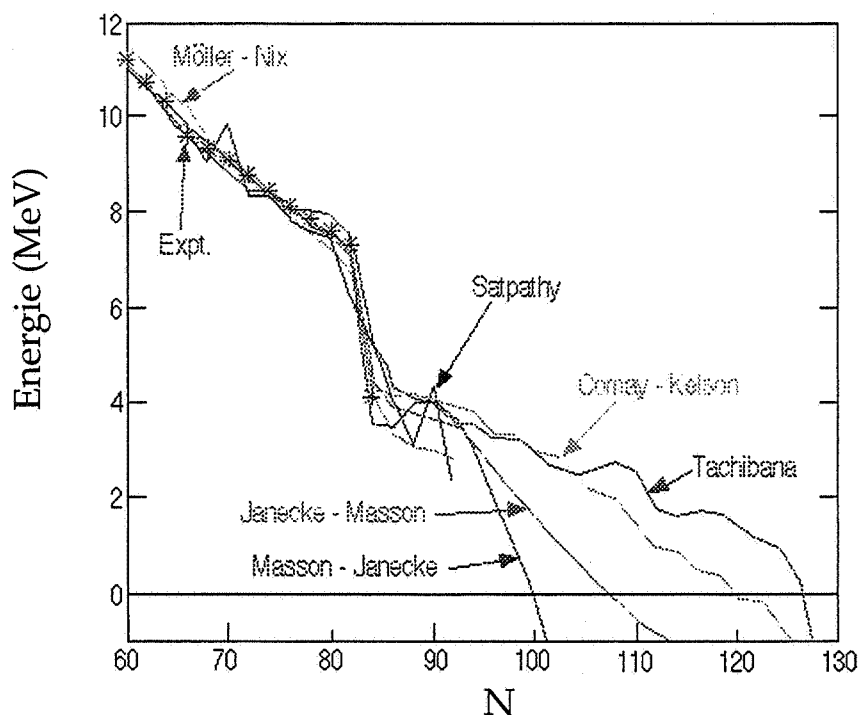


Figure I.1 : Calculs et mesures de l'énergie de liaison du dernier neutron en fonction du nombre de neutrons contenus dans les noyaux impairs de Sn [ANL-95]

marquées pouvant atteindre plusieurs MeV selon les formules, montrant ainsi un désaccord flagrant. Un autre exemple est illustré par la figure I.2 [ANL-95] : les limites de la "drip-line" (stabilité par rapport à l'émission de particules) côté noyaux riches en neutrons varient énormément selon les différentes théories. Seul les mesures pourront confirmer ou infirmer les théories pour une meilleure compréhension des noyaux. Les questions sont nombreuses et nos théories incomplètes. L'étude des noyaux exotiques à l'aide de faisceaux d'ions radioactifs [BIM-95, HEN-97, NUP-93] devra lever de nombreux voiles afin de cheminer vers une compréhension plus exacte du monde qui nous entoure. Nous allons, dans la suite de ce chapitre, donner quelques exemples de voies de Recherche qui pourront être poursuivies grâce à ces nouveaux faisceaux mais aussi montrer les efforts faits à travers le monde pour relever les défis technologiques nécessaires à la production de faisceaux d'ions radioactifs accélérés de fortes intensités. Défi car de très nombreux noyaux radioactifs ont été découverts pour la première fois en petite quantité il y a seulement moins de 20 ans.

Pendant ce laps de temps, les Recherches ont porté sur l'existence de nombreux noyaux, leur mode de radioactivité, leur schéma de désintégration, leur masse ... A partir de réactions nucléaires utilisant des faisceaux d'ions radioactifs, on a eu accès à de nouvelles informations : taille, distribution de matière et déformation des noyaux exotiques. Un nouveau comportement de la matière nucléaire a été découvert : le phénomène des noyaux à "Halo" [HAN-95, JON-96, TAN-92]. Avec les futurs faisceaux d'ions radioactifs, nous pourrions approfondir ces études précédentes et accéder à de nouvelles surprises. Dans la suite de ce paragraphe, nous citerons quelques exemples.

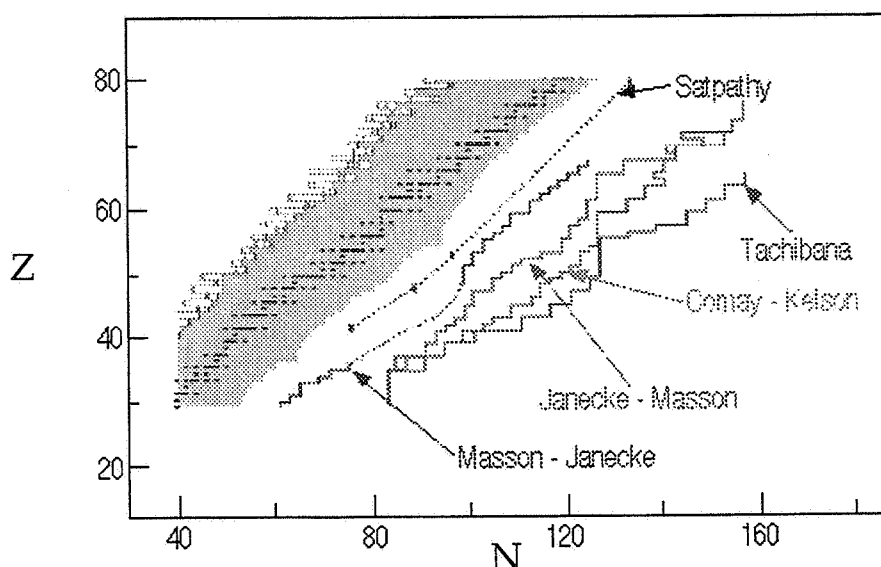


Figure I.2 : Calcul de la drip-line neutrons par différentes formules [ANL-95]

La Matière Nucléaire diluée

Les noyaux à "Halo" sont des noyaux dont un ou plusieurs nucléons s'aventurent bien au delà des dimensions nucléaires, loin des autres nucléons constituant un coeur. Ces nucléons faiblement liés peuvent s'espacer plus loin que ne le laisse supposer la force nucléaire forte qui lie les nucléons entre eux. Expérimentalement, ce phénomène a été découvert pour des noyaux exotiques légers et riches en neutrons tels que ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, le ${}^{11}\text{Li}$, on parle

alors de noyaux à halo de neutron(s). Le ^{11}Li est considéré comme un noyau comportant un coeur de ^9Li avec deux neutrons qui gravitent autour. Des théoriciens prédisent le même comportement pour des noyaux légers riches en protons [BRO-96]. Des expériences tendent à montrer que l'éventuel halo de proton pour le ^8B [OBU-96, MIN-92, SCH-95, WAR-95] est nettement moins développé que pour les noyaux riches en neutrons. Il est inhibé par l'existence de la barrière coulombienne. Il est clair que cet état de la matière ne peut se limiter aux seuls noyaux légers mais l'étude de noyaux lourds riches en neutrons devrait révéler un comportement similaire : une peau de neutrons. Observera-t-on un halo de proton(s) bien développé ? Une probabilité de fusionner avec un noyau cible plus importante pour les noyaux à halo que pour les noyaux stables en raison de leur grande dimension ?

La Cohésion des forces nucléaires

L'une des propriétés fondamentales des noyaux est la masse. Ces mesures de masse sur de longues chaînes isotopiques loin de la vallée de stabilité sont des tests très pointus des différentes théories et sont nécessaires pour les discriminer entre elles. A travers les mesures de masse [GIL-86, BOL-96, CHA-96], on a accès à l'énergie de liaison du dernier nucléon ainsi qu'aux drip-line neutron et proton correspondant à une énergie de liaison nulle pour le dernier nucléon. Les limites de la carte des noyaux peuvent alors se dessiner. Combien de protons et de neutrons peuvent tenir ensemble par l'interaction forte pour former un noyau lié ?

Pour la drip-line proton, la décroissance par émission directe de proton émis par effet tunnel à travers la barrière coulombienne nous apportera une meilleure connaissance du potentiel nucléaire et des interactions résiduelles. Les noyaux les plus lourds où cette décroissance a été observée sont l' ^{167}Ir et l' ^{171}Au . Grâce aux faisceaux secondaires, les mesures pourront être élargies à tous les noyaux de la drip line proton. Observera-t-on enfin la radioactivité de deux protons directs [KRY-95] (sans émission au préalable de β) ? Quel sera la corrélation angulaire et temporelle de ces deux protons ? [BLA-96] (^{52}Cr , $^{45,48}\text{Fe}$, $^{48,49,52}\text{Ni}$...). Pour d'autres noyaux plus lourds, qu'en sera-t-il de la compétition entre la décroissance par émission alpha et l'émission de noyaux légers "cluster" [PRI-94] ? Pour des noyaux riches en neutrons, observera-t-on la radioactivité de neutron(s) direct(s) ? Elle est plus probable que l'émission directe d'un proton car le neutron n'a pas à franchir la barrière coulombienne. Cependant, la drip line neutron étant plus loin de la vallée de stabilité que la drip line proton, ce mode sera aussi très difficile à observer.

Les noyaux superlourds

Un îlot de noyaux super lourds stables est prédit autour de l'élément $^{292}114$. L'élément $^{292}114$ est composé de 178 neutrons et 114 protons qui sont prédits comme étant de nouveaux nombres magiques lui conférant une structure en couche fermée donc stable. A quel point cette stabilité est-elle renforcée ? Pour quel nombre de protons et de neutrons se produit-elle effectivement ? Le GSI de Darmstadt et le JINR de Dubna sont passés maîtres [HEß-96] dans la recherche des noyaux super lourds ($A > 250$ u.m.a.). Les derniers éléments produits sont le $^{271}110$ et $^{272}111$ à GSI. La méthode consiste à bombarder une cible de ^{208}Pb ou ^{209}Bi par un faisceau incident d'ions stables de masse moyenne : ^{40}Ar ou ^{50}Ti . Pour les créer, on utilise les réactions de fusion à l'énergie de la barrière coulombienne. Les résidus sont analysés par le filtre de vitesse SHIP "Super Heavy Ion Production". Malheureusement, pour atteindre cet îlot avec la méthode ci-dessus, les faisceaux stables sont mal adaptés car on forme des éléments trop déficients en neutrons. La solution est l'utilisation de faisceaux secondaires riches

en neutrons car, d'une part l'apport de neutrons est plus important, d'autre part des sections efficaces de fusion plus importantes sont prédites. Des réactions potentielles seront par exemple : $^{85}\text{Ge} + ^{208}\text{Pb}$, $^{91,94}\text{Kr} + ^{176}\text{Yb}$.

La symétrie dans le noyau

Des noyaux particulièrement intéressants sont les noyaux de la ligne $N = Z$ [PRI-92, RII-92]. Les noyaux ayant le même nombre de neutrons et de protons $N = Z$ sont stables depuis l'alpha jusqu'au ^{40}Ca . Puis, ils s'éloignent de plus en plus de la vallée de stabilité jusqu'à la drip-line proton ^{100}Sn ... Les noyaux de la ligne $N = Z$ situés entre les noyaux doublement magiques, ^{56}Ni et ^{100}Sn , sont idéaux pour tester le modèle en couche loin de la vallée de stabilité car leur forme est très sensible au défaut ou à l'ajout d'un ou deux nucléons. L'étude des noyaux miroirs (par exemple : ^{49}Cr et ^{49}Mn) autour de cette ligne apporte des informations sur l'énergie coulombienne, l'interaction entre la barrière coulombienne et la force nucléaire forte. L'interaction nucléon-nucléon (n-n, p-p ou n-p) joue notamment un rôle important dans la structure rotationnelle des noyaux et sera étudiée plus précisément. Pour l'interaction nucléon-nucléon [DOB-96], le nombre quantique T (isospin) détermine l'interaction ou plutôt le type de la force qui intervient. Il vaut en général dans cette région 0 ou 1. Il reflète la dissymétrie entre le nombre de protons et de neutrons dans le noyau. Dans les noyaux $N = Z$, les protons et les neutrons occupent les mêmes orbites. L'interaction neutron - proton prend de plus en plus d'importance. Observera-t-on une nouvelle forme de "superconductivité" dans le noyau due à des neutrons et des protons couplés pour former des deutons dans un état singulet d'isospin?

Certains nombres de neutrons et de protons (nombres magiques) confèrent au noyau une plus grande stabilité. Seulement cinq noyaux sont doublement magiques avec le même nombre de neutrons et de protons. Quatre (alpha, ^{16}O , ^{40}Ca , ^{56}Ni) sont stables ou proches de la vallée de stabilité, ^{100}Sn est le seul situé aux confins de la drip-line proton. La zone autour de ^{100}Sn est l'unique chance d'étudier une région, à la drip-line proton, où la stabilité est très renforcée et pour laquelle l'interactions neutron - proton est très importante.

L'étude des états à une seule particule [SAG-96] permet de connaître la stabilité du noyau ainsi que son mode de décroissance. Ces études doivent être faites sur les noyaux qui sont autour de ceux ayant un nombre doublement magique impliquant une structure en couche fermée comme ^{132}Sn , ^{100}Sn [LEV-95] et ^{78}Ni [BER-96]. Par des réactions de transfert, il va être possible de sonder la fonction d'onde à une seule particule des noyaux avoisinants et ainsi de prédire les propriétés des noyaux proches des drip-line proton et neutron en ayant une meilleure compréhension de l'interaction nucléon-nucléon.

Les nombres magiques loin de la vallée de stabilité

Les nucléons occupent des orbites aux propriétés bien définies. Il est maintenant établi que l'espacement et même l'ordre des orbites sont différents pour les noyaux loin de la vallée de stabilité. Des noyaux semi-magiques (ayant seulement le nombre de neutrons ou de protons magique) sont observés très déformés, par exemple le ^{32}Mg avec 20 neutrons [MOT-95]. Il est donc important de déterminer quels sont, loin de la vallée de stabilité, les noyaux les plus sphériques (modes vibrationnels) et les noyaux les plus déformés (modes rotationnels). L'énergie et la probabilité de transition des premiers niveaux sont des indications de la déformation des noyaux. Quand on communique plus d'énergie aux nucléons du noyau déformé,

il peut se mettre à tourner sur lui même. Ses niveaux se présentent sous forme de bandes rotationnelles dont les caractéristiques pourront être étudiées. Ces mesures se feront en excitant les noyaux exotiques dans le champ coulombien des noyaux lourds ou par des réactions de fusion - évaporation à condition, toutefois, de produire ces noyaux sous forme de faisceau. Les mesures des moments magnétiques et électriques dipolaires sont aussi de précieuses sources de renseignements sur la déformation des noyaux.

Un test du modèle standard

Le modèle standard est une théorie visant à décrire le monde à l'aide de ses constituants élémentaires et de leurs interactions associées : la force nucléaire forte, la force nucléaire faible, la force électromagnétique et la force gravitationnelle. De nombreuses observations faites à ce jour viennent confirmer ce modèle. Or il est toujours nécessaire d'utiliser de nombreux paramètres pour expliquer certains résultats physiques. Il n'y est pas encore parvenu. Les réactions nucléaires utilisant les faisceaux d'ions radioactifs devront apporter des preuves plus fines et précises de ce modèle. Il existe plusieurs types de mesures pour tester le modèle standard. L'une est l'étude des transitions de Fermi superpermises $0^+ \Rightarrow 0^+$ dans les décroissances β^+ . On peut en déduire la valeur de la constante de couplage de la force nucléaire faible G_v . Or, pour le moment, il existe seulement neuf points de mesure (du ^{10}C au ^{54}Co) [SAG-95] pour donner une valeur plus précise de cette constante. D'autres mesures sur des noyaux plus lourds seront possibles et viendront affiner la valeur de G_v .

L'Astrophysique nucléaire

Les faisceaux d'ions radioactifs seront intéressants pour d'autres domaines que la Physique Nucléaire comme l'Astrophysique [ARN-92], la Physique de la matière condensée, la médecine. Par exemple, les faisceaux d'ions radioactifs accélérés de très basses énergies (0.1 - 2.5 MeV) seront surtout utilisés par l'Astrophysique. Cette science a pour objectif, entre autre, la compréhension des processus de formation des éléments qui constituent la Terre et l'Univers ainsi que leur abondance relative. Ceci passe par l'observation des étoiles (l'infiniment grand) mais nécessite des données de la Physique Nucléaire (l'infiniment petit). La plupart des noyaux connus sont synthétisés dans des "chaudrons" où les conditions de température et de pression sont extrêmes (pour $T \approx 8 \cdot 10^8 \text{ K}$ et $\rho \approx 10^5 \text{ g.cm}^{-3}$, le carbone commence à brûler). Ces "chaudrons" sont les étoiles et la synthèse des éléments le résultat de cette étoile qui s'est consumée. Il existe plusieurs chemins pour créer les noyaux.

La figure I.3 représente le cycle CNO (Carbone, Azote, Oxygène) et HCNO (Hot "chaud" CNO). C'est un cycle où le carbone, l'oxygène et l'azote sont des catalyseurs afin de brûler l'hydrogène en hélium. Son rendement augmente avec la température des étoiles. A côté de ce cycle CNO, se trouvent les chaînes Ne-Na et Mg-Al. Le passage du mode CNO (traits doubles) au HCNO (trait simple) se réalise lorsque la réaction $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$ est plus rapide que la décroissance radioactive β^+ de ^{13}N en ^{13}C . Une fois dans le mode HCNO, il existe deux voies pour s'en extraire :

- lorsque la réaction $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$ devient plus rapide que la décroissance β^+ de ^{15}O , on passe dans le processus r-p (capture rapide de protons) [KUB-95] et αp respectivement.

- Figure I.3 : Un des chemins qui mène à la synthèse de noyaux. Les traits doubles correspondent au cycle CNO tandis que les traits simples à HCNO.

faisceaux riches en proton et de faisceaux composés de noyaux légers aussi bien riches en protons qu'en neutrons. On peut penser que parmi toute la Physique décrite ci-dessus, SPIRAL devrait jouer un rôle dominant, entre autre, pour les noyaux au voisinage de la ligne $N = Z$ ainsi que pour les noyaux à halo.

Du fait que les intensités des faisceaux de SPIRAL seront inférieures de plusieurs ordres de grandeurs à celles d'un faisceau stable, des équipements spéciaux sont en cours de développement. EXOGAM et VAMOS sont, respectivement, un détecteur et un spectromètre, adaptés à ces nouveaux faisceaux. EXOGAM "EXOtic GAMma" est un détecteur gamma modulaire entourant la cible. Il est constitué de 16 modules composés de 4 cristaux de Ge très pur (60 mm de diamètre et 90 mm de long) afin d'obtenir la plus grande efficacité possible de détection des photons gamma. Pour éliminer des spectres l'énergie des photons gamma issus de la diffusion Compton, chaque module est associé à un détecteur BGO pour augmenter le rapport signal sur bruit des spectres en énergie. Pour un photon gamma d'énergie 1.3 MeV, on s'attend à une largeur à mi-hauteur de 2.3 keV pour une efficacité de 20%. Le spectromètre VAMOS "VARIABLE MOde Spectrometer" a été développé afin d'obtenir une bonne sélection

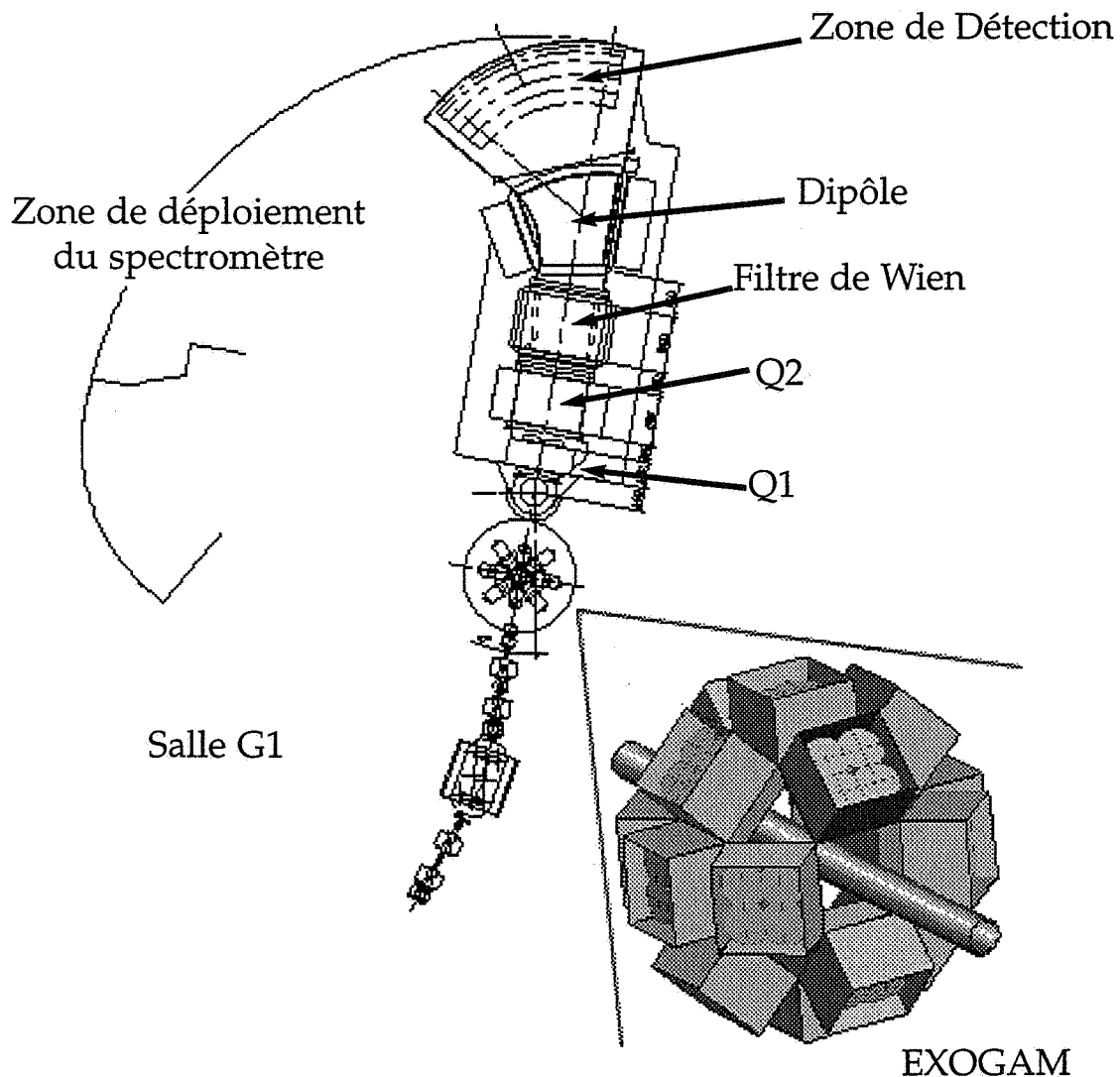


Figure I.4 : Le détecteur modulaire EXOGAM et le spectromètre VAMOS

des fragments et de récupérer le maximum des produits issus des réactions nucléaires. Il est constitué de deux quadripôles magnétiques à large ouverture (50 cm de diamètre), d'un filtre de vitesse (filtre de Wien) et d'un dipôle à angle variable (maximum de 60°). L'ensemble est mobile circulairement ce qui lui permet d'être déplacé jusqu'à 90° de l'axe du faisceau. L'acceptance angulaire est très importante : 200 mrad, l'acceptance en moment est de $\pm 5\%$ et la dispersion $\Delta x/\Delta p$ au point focal du spectromètre de 2 cm/%. L'association de EXOGAM et VAMOS, figure I.4, fait de cet ensemble un équipement complet, adaptable à de nombreux types d'expériences grâce aux différentes configurations possibles. Ils seront prochainement installés dans l'aire expérimentale G1 du GANIL.

I.2 COMMENT ? : LES INSTALLATIONS DE FAISCEAUX D'IONS RADIOACTIFS DANS LE MONDE

Les installations visant à produire des faisceaux d'ions radioactifs sont différentes les unes des autres selon les critères suivants : le faisceau primaire (nature de l'ion, énergie et intensité), les ensembles cibles-sources, nature du faisceau secondaire désiré, type du postaccélérateur, machines existantes, coût, compétences, technologies... SPIRAL va être l'une des premières installations en Europe, de type ISOL, à produire des faisceaux d'ions radioactifs accélérés. Nous présenterons les intensités de quelques faisceaux au chapitre V.

Le premier faisceau radioactif accéléré dans le monde était de l' $^{13}\text{N}^{1+}$ produit par la réaction $p(^{13}\text{N}, \gamma)^{14}\text{O}$ avec une intensité de 1.10^6 pps. Il fut réalisé à Louvain-la-Neuve. Le faisceau primaire de protons de 30 MeV, 150 μA était accéléré par le cyclotron CYCLONE30. Le faisceau d' $^{13}\text{N}^{1+}$, ionisé par une source R.C.E. puis accéléré par le cyclotron CYCLONE, avait une énergie de 0.65 A.MeV. Afin d'orienter la production de faisceaux secondaires vers l'Astrophysique, un nouveau projet, ARENAS³ "Accelerated Radioactive Elements for Nuclear Astrophysical and Solide State Studies", a été développé. Il reprend les mêmes éléments que précédemment mais on change CYCLONE par CYCLONE44 qui est un nouveau cyclotron pour des énergies plus basses. Au lieu de la gamme 0.56-4.9 A.MeV, on descend à 0.2-0.8 A.MeV pour des éléments gazeux légers ($A < 40$ u.m.a).

Une autre installation, pionnière dans l'art de fabriquer des faisceaux d'ions radioactifs est ISOLDE, son premier faisceau très basse énergie date du 13/10/67. Elle utilise, maintenant, le faisceau de protons pulsé de 1 GeV, 2-4 μA du PS-Booster, des sources à ionisation de surface, à plasma et à laser. ISOLDE a acquis une solide expérience et a produit un nombre inégalé de faisceaux d'ions radioactifs. Le projet en cours, REX-ISOLDE (CERN, Genève, Suisse), va permettre de les accélérer à l'aide d'un LINAC "LINear ACcelerator" de trois étages entre 0.8 et 2.2 A.MeV. L'originalité réside dans l'utilisation d'une penning trap afin de regrouper les atomes radioactifs avant de les envoyer dans une source multichargée EBIS "Electron Beam Ion Source" augmentant ainsi l'état de charge des ions monochargés. Les premiers faisceaux seront composés de noyaux riches en neutrons (Na, Mg, K) pour étudier leurs déformations et la peau de neutron. Ces deux derniers projets sont les plus avancés et REX_ISOLDE devrait démarrer vers la fin de l'année 1998.

Les autres projets en Europe sont, soit en cours de construction, soit simplement à l'étude. Le projet SIRIUS a débuté par le projet RIST "Radioactive Ion Source Test" (Rutherford Appleton Laboratory, Royaume Uni) qui est pour l'instant un banc de tests de la cible de production [BEN-97]. Elle est inspirée de celle d'ISOLDE. Le faisceau primaire est un faisceau de protons de 800 MeV, 100 μA délivré par ISIS. Un premier essai est prévu avec une source d'io-

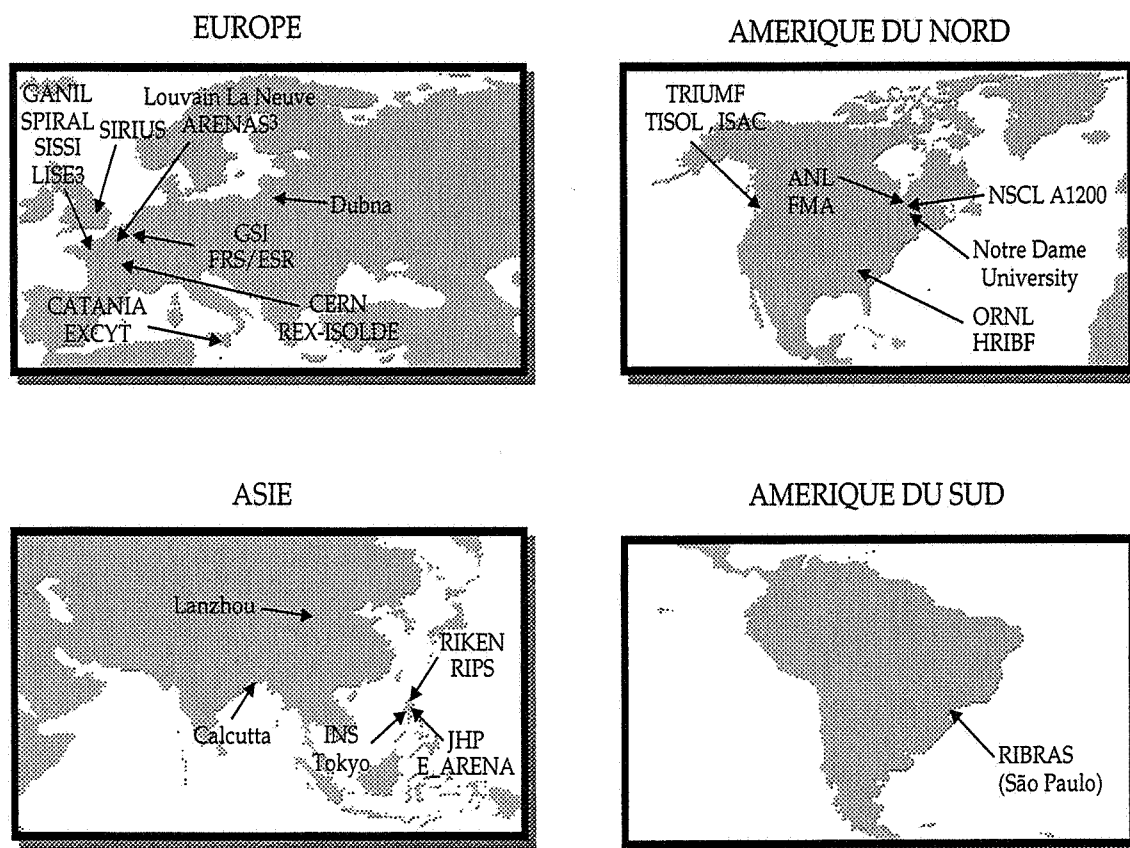


Figure 1.5 : Carte représentant une partie des installations ou projets de production d'ions radioactifs utilisant la méthode ISOL ou la fragmentation du projectile

nisation de surface pour produire des faisceaux d'alcalins ou de terres rares. Dans la suite, le projet SIRIUS utilisera un LINAC pour accélérer les faisceaux secondaires. Une sortie basse énergie est aussi prévue.

Le projet EXCYT "EXotic with CYclotron and Tandem" (INFN-LNS, Catane, Italie) est en cours de réalisation. La partie accélératrice du faisceau primaire pour produire un faisceaux d'ions légers ($A < 48$) d'énergie maximum de 80 A.MeV, 1 μ Ap et 2 kW de puissance est nouvelle. Elle est constituée par une source R.C.E. et un cyclotron à bobines supraconductrices. Les ions radioactifs seront ionisés par une source à ionisation de surface, à laser ou à échange de charge puis accélérés par un Tandem dans la gamme 0.2 - 8 A.MeV.

En Russie, le projet d'une installation "Flerov Laboratory of Nuclear Reactions" (Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscou, Russie) est à l'étude. Le faisceau primaire sera un faisceau d'ions allant du ^{12}C à ^{238}U accéléré par le cyclotron U-400-M jusqu'à une énergie maximale de 100 A.MeV. Les atomes radioactifs seront ionisés par une source de type R.C.E. puis réinjectés dans le cyclotron U-400 pour les accélérer dans la gamme d'énergie 0.5 - 25 A.MeV.

En traversant l'Atlantique, on trouve quatre installations de type ISOL. Au Canada, se situe le projet ISAC "Isotope Separator / ACcelerator" (TRIUMF, Vancouver, Canada). De

même que SIRa est le banc de tests de SPIRAL, des premiers essais des ensembles cible-source ont été effectués depuis 1987 à TISOL "Test Isotope Separator On-Line". ISAC est en bonne voie de réalisation. Il utilisera le faisceau de protons de 500 MeV, 10 μ A de TRIUMF dont l'intensité sera portée à 100 μ A dans le futur. Les sources seront à ionisation de surface et de type R.C.E. pour les gaz. L'accélération est constituée de deux étages, un RFQ "Radio Frequency Quadrupole" et un LINAC pour obtenir des ions accélérés entre 0.15 et 1.5 A.MeV.

A Oak Ridge, il existe déjà des faisceaux d'ions radioactifs produits par la méthode ISOL et accélérés : HRIBF "Holifield Radioactive Ion Beam Facility" (Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, U.S.A.). Cette machine utilise un faisceau primaire d'ions légers ou protons de 60 MeV, 30 μ A. Les atomes radioactifs sont ionisés par une source à ionisation de surface puis accélérés par un Tandem entre 0.14 - 15 A.MeV. Ce sont surtout des faisceaux de noyaux riches en protons qui sont produits. HRIBF se transforme en HRIBFII par une augmentation d'intensité et d'énergie du faisceau primaire de protons : 200 μ A, 200 MeV. La cible va être de l' ^{238}U afin de fabriquer des noyaux riches en neutrons. Le post accélérateur sera un LINAC pour obtenir des énergies autour de la barrière coulombienne.

Près de Chicago, le projet du laboratoire d'Argonne (Argonne National Laboratory, Chicago, Illinois, U.S.A.) est plus complexe puisqu'il utilisera la méthode ISOL (faisceau primaire d'ions légers de 100 A.MeV) et les fragments de la fission de l' ^{238}U induits par des neutrons rapides (chapitre VII). Le post accélérateur sera un RFQ associé à 2 LINAC (0.5 - 1 A.MeV) et ATLAS "the Argonne Tandem Linear Accelerator System" (1 - 15 A.MeV).

En extrême Orient, le Japon est très actif avec un banc d'essais à l'INS (Institute for Nuclear Study, Tokyo, Japon) pour le projet E_arena du JHP "Japanese Hadron Project". Pour E_arena, le faisceau primaire sera un faisceau de protons de 3 GeV, 10 μ A. Les sources seront les mêmes que ISOLDE c'est à dire source à ionisation de surface, à laser et à plasma. Le post accélérateur sera constitué d'un RFQ et de trois LINAC pour atteindre l'énergie maximale de 6.5 A.MeV.

De nouveaux projets apparaissent continuellement comme celui de Calcutta (Variable Energy Cyclotron Centre, Calcutta, Inde).

On peut citer les installations du type fragmentation du projectile sur une cible mince comme LISE3 (GANIL, France), SSI (GANIL, France), FRS-ESR (GSI, Allemagne), A1200 (NSCL, U.S.A.), Notre Dame University-SMU (NDU, U.S.A.), Bevelac (LBL, U.S.A.), RIPS (RARF, Japon), RIBRAS (IFUSP, Brésil), FMA(ATLAS, U.S.A.), Lanzhou(Chine) etc...

La figure I.5 représente une grande partie des installations produisant des faisceaux secondaires (la liste n'est pas exhaustive !).

Comme on peut le constater, les projets sont nombreux et SPIRAL devra toujours continuer à développer de nouveaux faisceaux pour être compétitif. Au chapitre VII, nous montrerons la volonté de toujours innover afin de fournir de nombreux faisceaux constitués des éléments aussi exotiques que possible.

Toutes ces installations et leurs caractéristiques se trouvent décrites dans les "proceedings" des conférences internationales ou rapports portant sur les sujets suivants :

- Conférences RNB "International Conference On Radioactive Nuclear Beams"
- EMIS-12 : Proceedings of the 12th International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques related to their Applications, Sendai, Japan, 2-6 September 1991
- EMIS-13 : Proceedings of the 13th International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques related to their Applications, Bad Durkheim, Germany, 23-27 September 1996
- Cyclotrons and their Applications 13 : Proceedings of the 13th International Conference on Cyclotrons and their Applications, Vancouver, Canada, July, 1992
- Cyclotrons and their Applications 14 : Proceedings of the 14th International Conference on Cyclotrons and their Applications, Cape Town, South Africa, July, 1995
- ISL (White Paper) : Scientific Opportunities with an Advanced ISOL Facility, November 1997
- NuPPEC : [NUP-97]

I.3 LE PROJET SPIRAL

Le projet SPIRAL est une installation pour fournir des faisceaux d'ions radioactifs utilisables par toute la communauté scientifique mondiale. Elle est de type ISOL "Ion Separator On-Line". Dans un premier temps, seuls des faisceaux composés d'éléments gazeux seront délivrés en attendant les résultats des recherches actuelles visant à développer de nouveaux ensembles cible-source destinés à d'autres faisceaux de type condensables. Les physiciens peuvent à chaque instant, en consultant l'adresse internet : http://ganinfo.in2p3.fr/spiral/rib/spiral_user.html, connaître les paramètres des faisceaux de SPIRAL. Cette tâche a été réalisée par O. Tengblad en collaboration avec le groupe SPIRAL. Les premiers faisceaux seront des gaz : ${}^6,8\text{He}$, ${}^{24}\text{Ne}$, ${}^{34,35}\text{Ar}$. Ils devraient être délivrés au premier semestre 1999. Nous allons successivement décrire l'accélérateur GANIL, les différents modes de production d'ions radioactifs au GANIL et le projet SPIRAL.

I.3.1 L'ACCÉLÉRATEUR GANIL

Le GANIL "Grand Accélérateur National d'Ions Lourds" est un accélérateur de particules commun au CNRS /IN2P3 et CEA/DSM (figure I.6). Juridiquement, il forme un GIE (Groupement d'Intérêt Economique). Il est implanté à CAEN depuis le début des années 80. Caen, grâce aux multiples laboratoires (LPC, CIRIL, LPSA, LERMAT, CRISMAT etc...) créés autour de cet accélérateur, est devenu au cours des années un pôle scientifique dynamique et de renommée internationale. Le GANIL est un laboratoire d'accueil c'est à dire que les faisceaux produits sont utilisés par les chercheurs de la communauté scientifique internationale. Son domaine privilégié est la Physique Nucléaire mais il s'est ouvert au fil des années à la Physique du solide (CIRIL), Physique atomique (LPSA) comme aux industriels (MATRA, CNET etc...)

La spécificité du GANIL [FER-81] est de fournir des faisceaux d'ions qui vont du ${}^{12}\text{C}$ à l' ${}^{235}\text{U}$ (dans le futur à partir du deuton ${}^2\text{H}$). Il permet de les accélérer selon leur masse à une énergie maximale de 24 A.MeV à 95 A.MeV avec une intensité de 6.10^9 à 2.10^{12} pps (particules

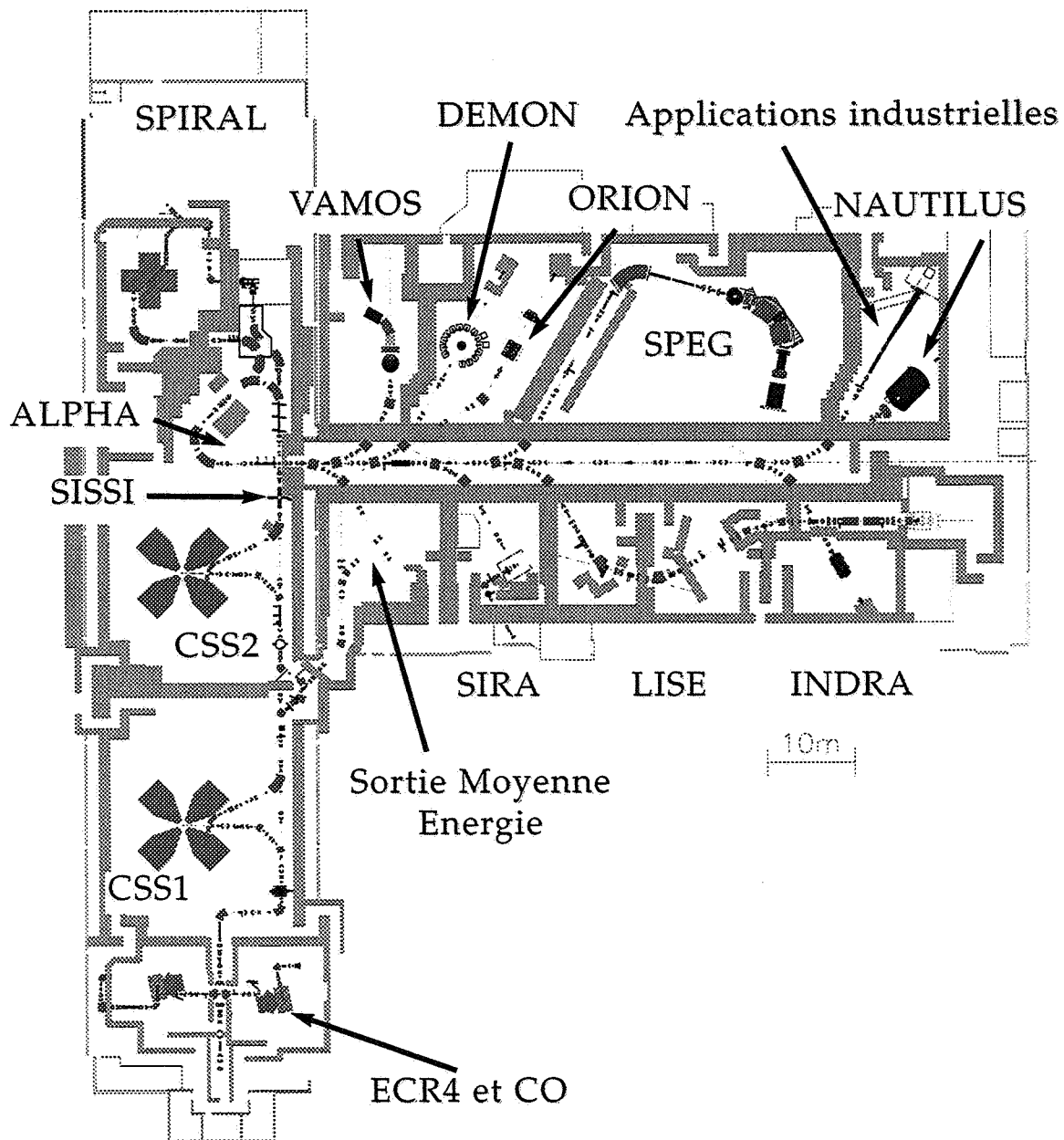


Figure I.6 : Schéma de l'accélérateur GANIL et des aires expérimentales

par seconde). La puissance du faisceau est limitée pour le moment à 400 W. On peut décomposer l'accélérateur en trois grandes parties : la partie injection, la partie accélération proprement dite puis la purification. L'injection est composée de deux plateformes de 20 kV et 100 kV où se situent les sources d'ions de type R.C.E. et plus particulièrement des sources ECR4 [SOR-94]. Le faisceau, peu énergétique, est alors injecté au centre d'un cyclotron compact appelé C0 afin de donner au faisceau une énergie suffisante : 0.3 (U^{24+}) - 1 (Ne^{6+}) A.MeV, une émittance et une dispersion en énergie (0.5% - 1.5%) adéquate pour son injection dans le cyclotron accélérateur CSS1 "Cyclotron à Secteurs Séparés 1". C'est le premier des deux cyclotrons accélérateurs dont l'énergie du faisceau extrait varie entre 4 (U^{24+}) et 15 (Ne^{6+}) A.MeV. A ce stade, le faisceau peut être délivré dans une aire expérimentale afin que les physiciens

du solide puissent mener à bien leurs expériences. Les deux CSS sont séparés par une feuille dite "éplucheur" permettant de mettre à nu les ions s'ils sont légers ou d'enlever le maximum d'électrons possibles pour les plus lourds ($_{92}\text{U}^{58+}$). Ainsi, après injection dans CSS2, le faisceau atteint l'énergie maximale soit 25 (U^{58+}) - 95 (Ne^{10+}) A.MeV. Le faisceau est formé de paquets d'ions où il est nécessaire de limiter l'extension spatiale c'est à dire limiter les écarts relatifs en vitesse des ions les uns par rapports aux autres pour obtenir un minimum de dispersion en énergie ($\Delta W/W$) après les cyclotrons. C'est le rôle du regroupeur placé entre les cyclotrons C0 et CSS1. La dernière étape consiste à éliminer les impuretés du faisceau en l'analysant dans un spectromètre de masse performant : l'ALPHA de résolution $R \approx 900$, une acceptance en émittance horizontale et verticale de $20 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ et en énergie de 1%. Ensuite le faisceau, ainsi purifié, est envoyé dans les aires expérimentales.

Le projet THI "Très Haute Intensité" [BAR-95 a] est actuellement en cours afin d'augmenter l'intensité des faisceaux de $1 \cdot 10^{12}$ à $2 \cdot 10^{13}$ pps (pour des ions légers) soit une puissance maximale de 6 kW. Ceci permettra d'avoir $1.75 \mu\text{Ap}$ ou $1 \cdot 10^{13}$ pps d' $^{36}\text{Ar}^{18+}$. Cette augmentation d'intensité a impliqué une modification des cyclotrons injecteurs C0 [RIC-90] pour accroître leurs performances (opération OAI) et l'installation d'un regroupeur entre CSS1 et CSS2. Récemment, un faisceau d' $^{36}\text{Ar}^{18+}$ de puissance 2kW a été accéléré pendant plusieurs heures [BAR-98]. De même, des améliorations apportées à l'ensemble de l'accélérateur (nouveaux faisceaux, système de contrôle, diagnostics etc...) permettent d'adapter la machine à la création de faisceaux d'ions radioactifs en la rendant plus performante [LOY-95].

1.3.2 PRODUCTION D'UN FAISCEAU D'IONS RADIOACTIFS OU SECONDAIRE

Au GANIL, l'installation des aires expérimentales LISE [ANN-87, 92], SPEG [MIT-89] et l'installation du nouvel équipement SISSI [JOU-91] ont vu le jour pour produire des faisceaux d'ions radioactifs ou faisceaux secondaires afin d'élargir la recherche fondamentale à l'étude des noyaux exotiques. Deux méthodes sont utilisées : la première est la fragmentation du projectile [MIT-93] sur une cible mince. La diversité des ions stables accélérés par GANIL, associée à un choix judicieux de la cible de production, permet de couvrir une large gamme de noyaux. Leur masse est en général inférieure à la masse du projectile. Le temps de transport des ions radioactifs dans les spectromètres étant très rapide ($\approx \mu\text{s}$), on peut observer des ions radioactifs à très courtes périodes ($< \text{ms}$) avec une faible perte par décroissance radioactive. Leur sortie est indépendante de la nature chimique de l'ion et de celle de la cible. L'énergie des ions est très proche de celle du faisceau incident. Le faisceau secondaire ainsi créé est pollué c'est à dire qu'il contient les noyaux d'intérêt mélangés aux ions du faisceau primaire qui n'ont pas réagi et aux autres noyaux créés mais que l'on ne veut pas étudier. Il faut donc purifier le faisceau (dipôle d'analyse, filtre de Wien, spectromètre de masse, dégradeur achromatique) pour éliminer tous ces noyaux indésirables. De plus l'épaisseur de la cible et la taille du faisceau GANIL augmentent la dispersion en énergie et l'émittance du faisceau secondaire.

L'équipement SISSI a été conçu pour augmenter l'intensité des faisceaux secondaires. L'utilisation de deux solénoïdes supraconducteurs permet de concentrer le faisceau GANIL en une tache de $\pm 0.2 \text{ mm}$ sur la cible et de recueillir les produits de fragmentation dans un grand angle solide. Le faisceau secondaire ainsi obtenu a une émittance de $16 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$. Le projet SPIRAL associé à THI utilisera la seconde méthode de production : ISOL. Ceci permettra de délivrer des faisceaux d'ions radioactifs intenses possédant de bonnes qualités optiques.

La méthode ISOL consiste à bombarder une cible épaisse par un faisceau d'ions (protons, deutons, ions lourds), les atomes radioactifs ainsi créés sont stoppés dans la cible. Cette dernière doit être chauffée entre 1800-2300 K pour les faire migrer hors de celle-ci. Un tube relie la cible à la source (mono ou multichargée [VAN-92 a]) qui permet d'ioniser les atomes. Un élément d'analyse, le plus simple étant un dipôle magnétique, permet de séparer les différentes espèces d'ions pour sélectionner celui que l'on veut accélérer. Comme l'énergie est faible ($< 1\text{ MeV}$), il est souvent nécessaire d'avoir un post-accelérateur. Cette méthode a l'avantage de donner un taux de production plus fort. Le faisceau secondaire étant indépendant du faisceau primaire, il est très bien défini optiquement avec des émittances faibles après accélération ($< 10 \pi.\text{mm.mrad}$). De même, la dispersion en énergie du faisceau secondaire est faible. Par contre, le choix des cibles est crucial : la réactivité chimique des éléments produits par rapport à ceux de la cible n'est pas négligeable. La température de la cible ou de l'ensemble cible-source peut être un paramètre de sélection par rapport aux atomes radioactifs que nous souhaitons produire. En effet, selon la valeur de cette température et le type des atomes radioactifs, ils peuvent être piégés ou au contraire désorbés de la cible et des parois de l'ensemble cible-source. De nombreux accélérateurs ont fait le choix de cette méthode pour fabriquer des faisceaux d'ions radioactifs dont le projet SPIRAL.

Le GANIL possédera alors, avec SPIRAL et SISSI, deux machines de production de faisceaux d'ions radioactifs accélérés couvrant la gamme 1.7 A.MeV à 95 A.MeV. Rappelons cependant que toute cette gamme d'énergie n'est pas disponible quelque soit l'ion si l'on souhaite des intensités suffisamment importantes. SPIRAL est destiné à produire des faisceaux secondaires de faibles énergies (1.7 A.MeV à 25 A.MeV) et SISSI des faisceaux secondaires de hautes énergies ($> 25 \text{ A.MeV}$). Le choix de la limite, 25 A.MeV, a été dicté par le fait qu'elle délimite, selon l'efficacité de production des noyaux radioactifs, la zone basse énergie utilisant la méthode ISOL et la zone haute énergie où la fragmentation du projectile est dominante [MIT-93].

I.3.3 LES ÉLÉMENTS DE SPIRAL

SPIRAL [JOU-93, SPI-94, LIE-95, GUE-96, LAU-97 a, VIL-97 a] est composé de cinq parties que nous allons brièvement décrire : la ligne HE "Haute énergie", l'ensemble cible-source de production, la ligne TBE "Très Basse Energie", le cyclotron CIME "Cyclotron pour Ions de Moyenne Energie" et la ligne ME "Moyenne Energie" (figure I.7).

La ligne HE transporte le faisceau primaire GANIL issu directement de CSS2 à la casemate placée au niveau inférieur.

L'ensemble de production est situé dans la casemate 1; la casemate 2 ne sera équipée qu'ultérieurement. Il est composé d'une cible épaisse en carbone arrêtant totalement le faisceau primaire délivré par le GANIL. Un tube transfert relie la cible à une source d'ions multichargés. Cette source est de type R.C.E.. Une double lentille einzel permet de contrôler la divergence du faisceau extrait de la source. Nous n'irons pas plus en avant dans cette description puisque ce sujet fait l'objet de cette thèse et sera largement discuté dans les chapitres qui suivent.

La ligne TBE va effectuer un premier tri du faisceau et l'adapter optiquement pour l'injection dans le cyclotron CIME. C'est la partie allant des lentilles einzel jusqu'au point image du dipôle qui assure l'analyse du faisceau grâce à un aimant à double focalisation (la résolution étant de $\Delta m/m \approx 4 \cdot 10^{-3}$). Un jeu de fentes verticales et horizontales placées au point objet

LE PROJET SPIRAL

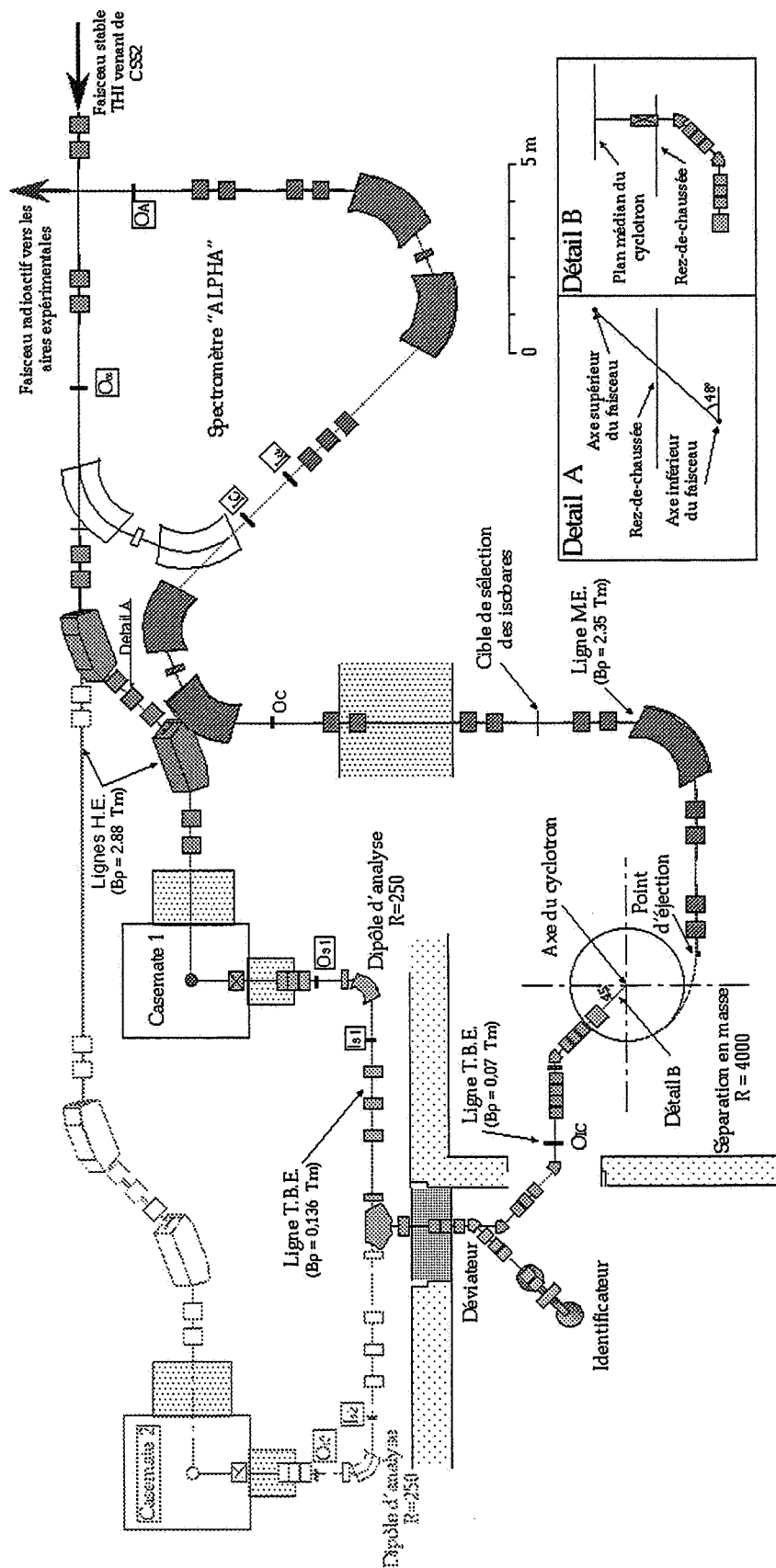


Figure I.7 : Schéma de SPIRAL

de ce dipôle limite l'émittance transverse à $80 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$. Le reste de la ligne permet d'adapter le faisceau dans l'espace des phases à six dimensions pour l'injection dans le cyclotron qui suit. De récents essais pour déterminer les paramètres de la ligne ont montré une transmission proche de 100%. Une déviation permet d'aiguiller les ions radioactifs vers une station d'identification [LAU-97 b, KAN-98]. Elle aura pour tâche d'identifier les ions produits, de les quantifier et de déterminer les polluants qui sont amenés par le faisceau. Elle s'inspire entièrement de celle qui a été développée et qui est actuellement utilisée sur le banc de tests SIRa (chapitre I.4).

Le cyclotron CIME (figure I.8) est le post-accelérateur de SPIRAL [BOY-97]. La figure I.9 représente l'énergie du faisceau en fonction du Q/M . Son champ magnétique moyen varie entre 0.75 et 1.56 T. Il y a deux cavités accélératrices, soit quatre accélérations par tour. La fréquence de rotation des particules se situe entre 1.92 et 7.25 MHz. Le choix s'est porté sur un cyclotron isochrone compact car :

- c'est un excellent séparateur pour purifier le faisceau permettant d'effectuer des mesures de masse [AUG-89,94], on peut ainsi atteindre une résolution de $\Delta m/m = 2-3 \cdot 10^{-4}$
- il est adapté à de forts Q/M , de 0.1 à 0.4 ce qui permet d'accélérer des ions légers tels que $^{13}\text{N}^{3+}$ à 25 A.MeV
- les caractéristiques optiques sont très bonnes avec des émittances faibles ($\approx 10 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$) et une faible dispersion en énergie $\Delta W/W \approx \%$
- son coût raisonnable et sa faible dimension spatiale sont compatibles avec l'infrastructure et le budget du projet
- le personnel du GANIL, de part la construction et l'utilisation de quatre cyclotrons isochrones, possède une solide expérience dans ce domaine

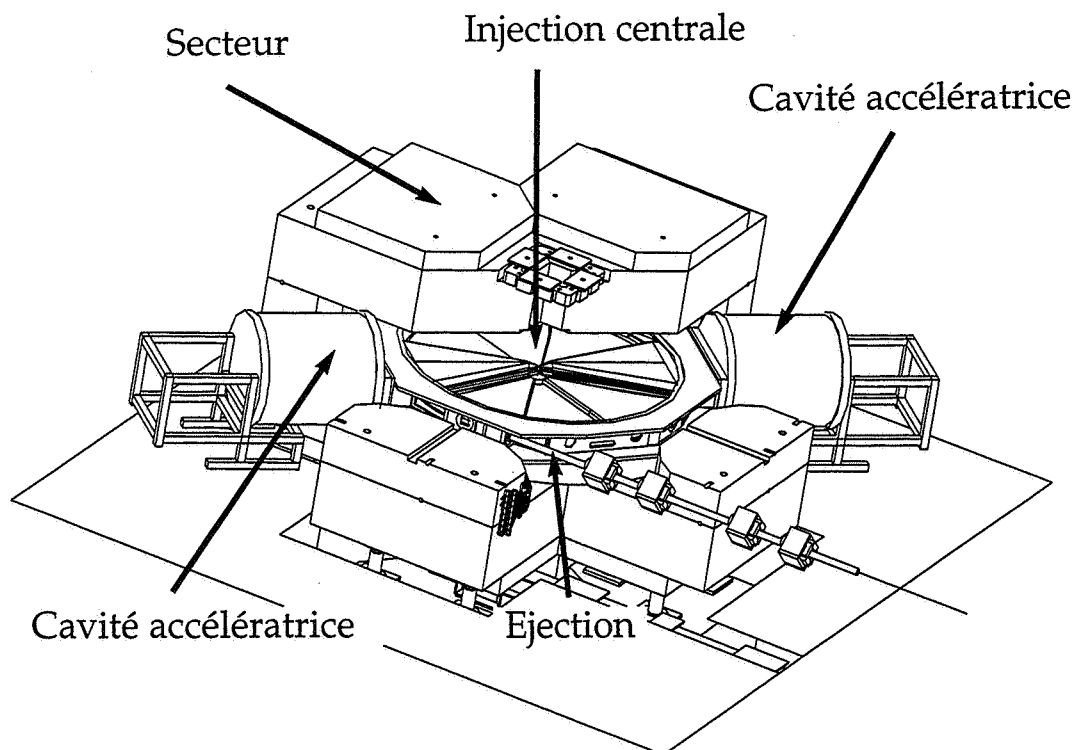


Figure I.8 : Le cyclotron CIME

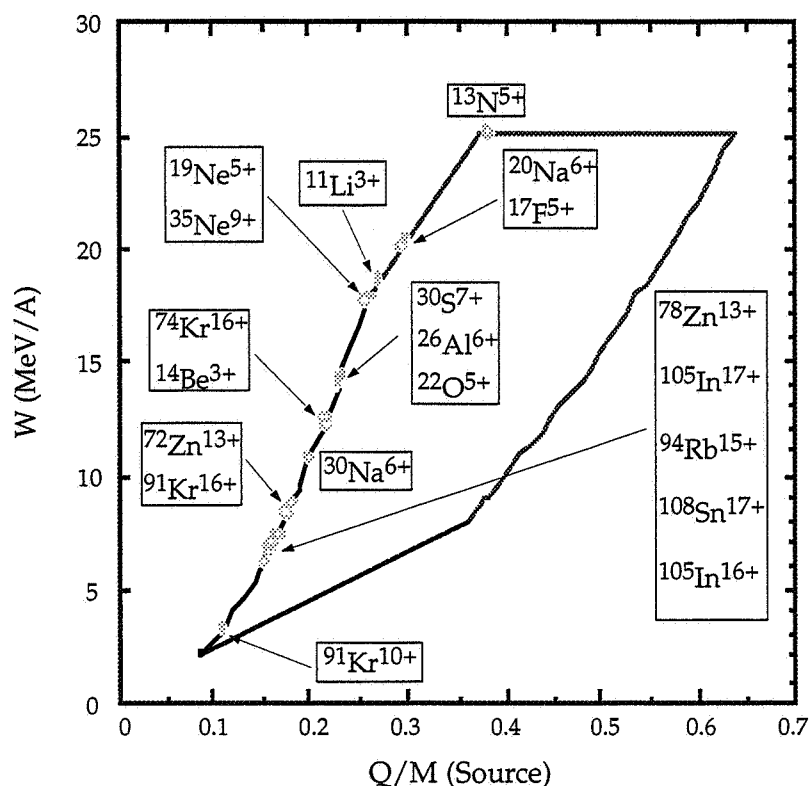


Figure I.9 : Diagramme de fonctionnement du cyclotron CIME

L'injection est réalisée par un inflecteur électrostatique qui permet une injection centrale du faisceau. Le mouvement axial vertical est ainsi transformé en orbital horizontal. L'extraction est formée d'un déflecteur électrostatique et de deux canaux magnétostatiques de focalisation.

L'accélération d'un faisceau de très faible intensité ($< 10^9$ pps) nécessite des réglages spéciaux ainsi que le développement de diagnostics spécifiques [LAU-95]. Dans sa thèse, L. Boy a développé plusieurs méthodes permettant de régler et stabiliser CIME.

La ligne ME assure le transport du faisceau accéléré extrait de CIME jusqu'aux aires expérimentales via le spectromètre ALPHA.

I.4 LE BANC DE TESTS SIRa

SIRa (Séparateur d'Ions Radioactifs) [ANN-93, BRI-92] est un séparateur implanté dans la salle D2 des aires expérimentales (figure I.10). Ce séparateur a principalement pour but de qualifier des ensembles cible-source dédiés à la production d'ions radioactifs. Une collaboration portant le même nom est née : la collaboration SIRa qui a permis sa construction et son exploitation. Cette collaboration regroupe neuf laboratoires situés dans quatre pays : GANIL (Caen, France), IPN (Orsay, France), LPC-ISMRA (Caen, France), CSNSM (Orsay, France), CENBG (Gradignan, France), IFUSP (São Paulo, Brésil), DAM BIII (Bruyères Le Chatel, France), IEM, CSIC (Madrid, Espagne), LNS (Catane, Italie). Ce séparateur a pour but :

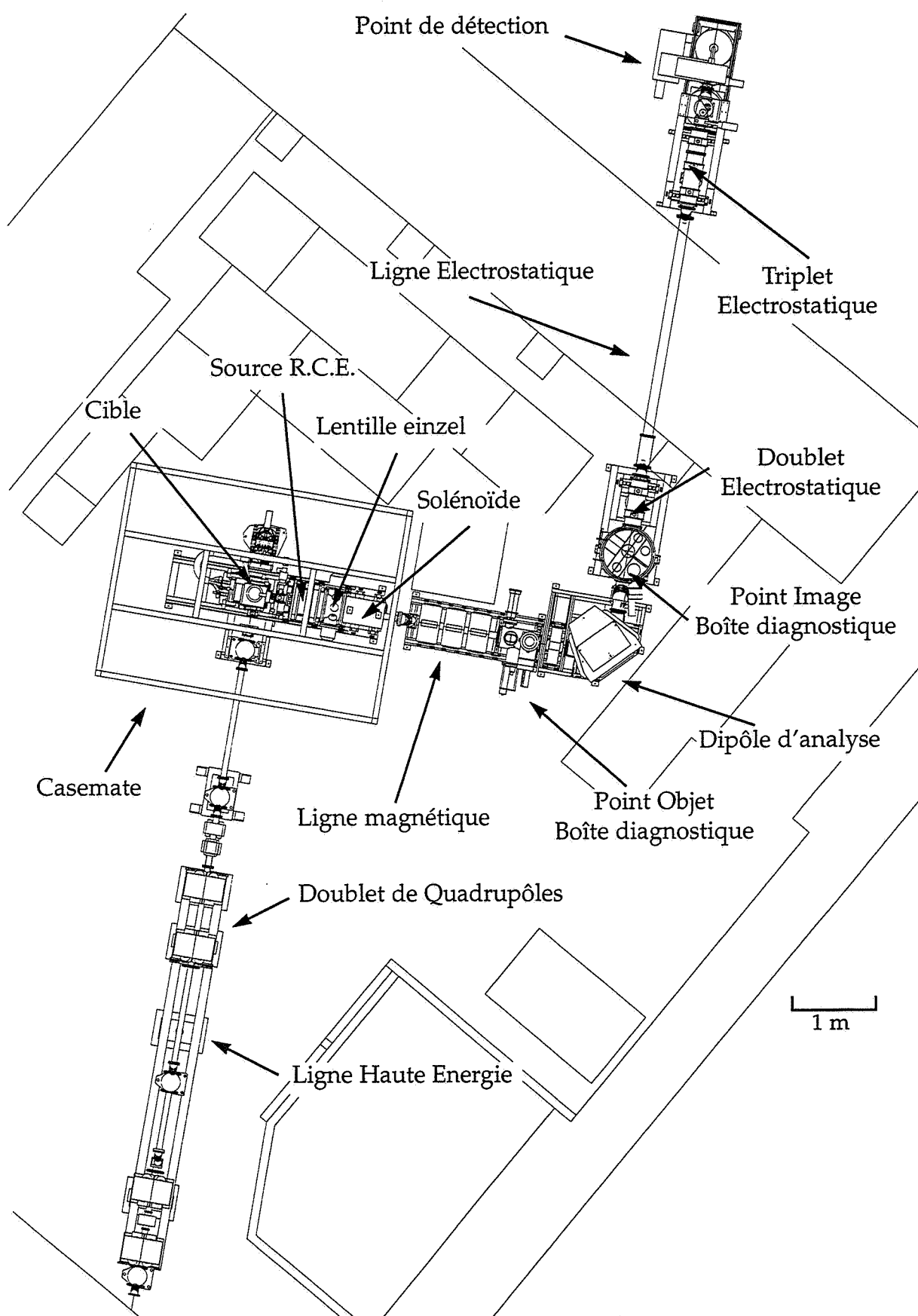


Figure I.10 : Schéma du séparateur SIRA

- des tests de cibles
- des mesures qualitatives et quantitatives de la production d'ions radioactifs
- des mesures des paramètres de la diffusion
- des mesures de la distribution des neutrons par activation [CLA-95]
- des expériences très basse énergie pour la Physique Nucléaire et du Solide : une expérience a été réalisée utilisant un faisceau de ^{77}Kr afin d'étudier les défauts induits dans un solide

SIRa se décompose en quatre parties distinctes : la ligne haute énergie, la casemate de production, la ligne basse énergie [BRU-98] et le point de détection [LEC-97 a].

La ligne haute énergie transporte le faisceau de l'arête de poisson jusqu'à la cible de production. Ses diagnostics permettent de contrôler la direction et la taille (4 - 15 mm) souhaitées du faisceau primaire. Elle comporte :

- un TI (Transformateur d'Intensité) pour mesurer le nombre de particules du faisceau primaire
- deux doublets de quadrupôle focalisant le faisceau horizontalement et verticalement
- deux déviateurs magnétiques (horizontal et vertical)
- le profileur Pr22 situé immédiatement après les déviateurs
- une boîte diagnostique où l'on trouve le profileur Pr23, la cage de faraday Cf23 et soit une jonction Silicium, soit un plastique scintillant pour comptabiliser les particules secondaires issues de SISSI (chapitre IV)

Pour répartir la puissance du faisceau primaire sur la cible, une rotation lui est imposée. Cette rotation est appliquée au moyen d'un champ tournant. La fréquence de rotation a fait l'objet d'une étude (chapitre V.2.1).

L'ensemble cible-source et le solénoïde sont enfermés dans une casemate en aluminium. C'est une protection contre la haute tension appliquée à la source pour extraire les ions, elle fait office de cage de faraday. De plus, elle oblige les personnes à se tenir à plus de 1 m pour se protéger des rayonnements consécutifs à une expérience ($\approx 1 \text{ rad/h}$ à 10 cm de la cible pour 400 W). Elle permet de confiner l'air irradié lors des expériences avec le faisceau primaire. Un système réfrigérant maintient une température homogène à l'intérieur. Un système de ventilation nucléaire permet de filtrer les produits résultant de l'irradiation de l'air lors d'une expérience et de maintenir la casemate sous dépression. Une lentille einzel est placée juste à l'extraction récupérant ainsi une partie de la divergence du faisceau. Le solénoïde focalise le faisceau issu de la lentille dans les deux plans verticaux et horizontaux tout en le rendant le plus parallèle possible. L'enveloppe du faisceau subit alors une rotation pendant sa traversée. Le solénoïde est mobile pour s'adapter aux différentes géométries des systèmes cible-source.

La ligne pré-dipôle ou ligne magnétique adapte le faisceau très basse énergie (l'énergie est qV_{source} (eV), par exemple 160 keV pour $^{40}\text{Ar}^{8+}$ extrait à 20 kV) au niveau du dipôle d'analyse. Elle est constituée par :

- un triplet de quadrupôles permettant une bonne adaptation à l'entrée du dipôle d'analyse
- une boîte diagnostique située au point objet du dipôle. Elle comporte

deux jeux de fentes (horizontale et verticale) et deux profileurs (horizontal et vertical) ainsi que la Cf31. En ce point, l'enveloppe de faisceau est de ± 2 mm en horizontal et ± 10 mm en vertical pour une optique standard [BRU-98].

- un sextupôle (placé juste avant le dipôle). corrige les effets de second ordre induit par le dipôle d'analyse

L'élément d'analyse est un dipôle magnétique dont l'angle de déviation est de 90° avec une inclinaison des faces avant et arrière de 27° . La largeur de l'entrefer est de 70 mm. Son champ maximum vaut 0.353 T ce qui permet d'obtenir un $(B\rho)_{\max} = 0.141$ T.m. La résolution de ce dipôle est défini comme suit:

$$R = \frac{C_d}{4\Delta x} \quad (I.1)$$

C_d est le coefficient de dispersion transversal (en m) et Δx l'enveloppe du faisceau (en m). Dans notre cas C_d est égal à 4ρ .

| Enveloppe du faisceau (mm) | Acceptance angulaire (mrad) | Acceptance en émittance (π .mm.mrad) | Résolution |
|----------------------------|-----------------------------|---|------------|
| ± 2 | 50 | 100 | 200 |
| ± 3 | 50 | 150 | 133.3 |

Tableau I-1 : Caractéristiques de la ligne SIRa

La ligne post dipôle ou ligne électrostatique amène le faisceau analysé jusqu'au point de détection. Cette ligne passe à travers un mur en béton de 4 m afin de séparer la détection de la production car le bruit de fond généré dans la salle perturbe les mesures de radioactivité. Cette ligne possède :

- une boîte diagnostique au point image du dipôle où se situent deux profileurs (horizontal et vertical), la Cf 41, un jeu de fentes horizontales, un fil grâce auquel on peut visualiser le faisceau secondaire de très faible intensité et un déviateur électrostatique (± 2 kV) pour pulser le faisceau au niveau du dérouleur. Il est aussi appelé hacheur.
- un doublet électrostatique dans la salle
- un triplet électrostatique derrière le mur en béton

Le choix d'une ligne électrostatique est dû à l'insensibilité de la ligne à la valeur du Q/M du faisceau transporté. La déviation d'un ion traversant un champ électrostatique est de la forme :

$$\tan \theta = \frac{El}{2V_{\text{source}}} \quad (I.2)$$

- E : valeur du champ électrostatique (V/m)
- l : longueur du parcours où l'ion va subir une variation de son impulsion Δp
- V_{source} : tension d'extraction des ions de la source R.C.E.

Les cinq éléments (doublet et triplet électrostatique) permettent le transport du faisceau analysé jusqu'au point de détection en le rendant achromatique. Chaque élément est associé à un paramètre du faisceau :

- 2 paramètres pour l'émittance horizontale
- 2 paramètres pour l'émittance verticale
- 1 paramètres pour l'achromatisme

La taille du faisceau est alors de ± 2 mm en horizontal et ± 10 mm en vertical. La figure I.11 montre l'évolution de l'enveloppe du faisceau horizontalement et verticalement pour une optique standard sur le séparateur SIRa.

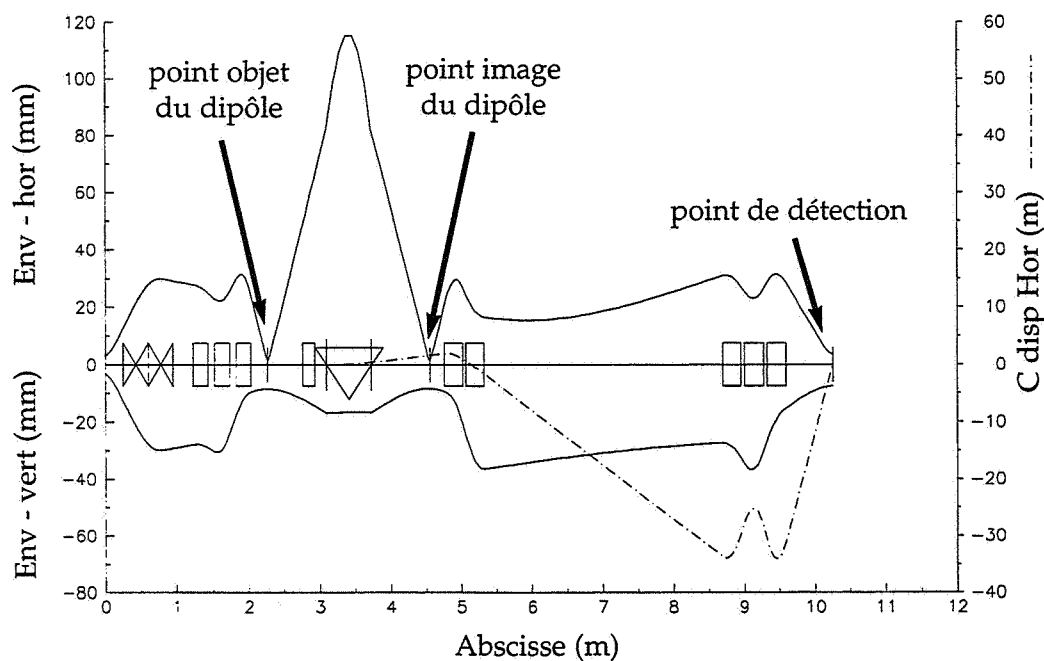


Figure I.11 : Optique standard du séparateur SIRa

Le point de détection est constitué de la Cf 42, d'une bande de mylar aluminisée de 12 mm de largeur pour l'implantation des ions radioactifs ainsi que de plusieurs types de détecteurs nucléaires :

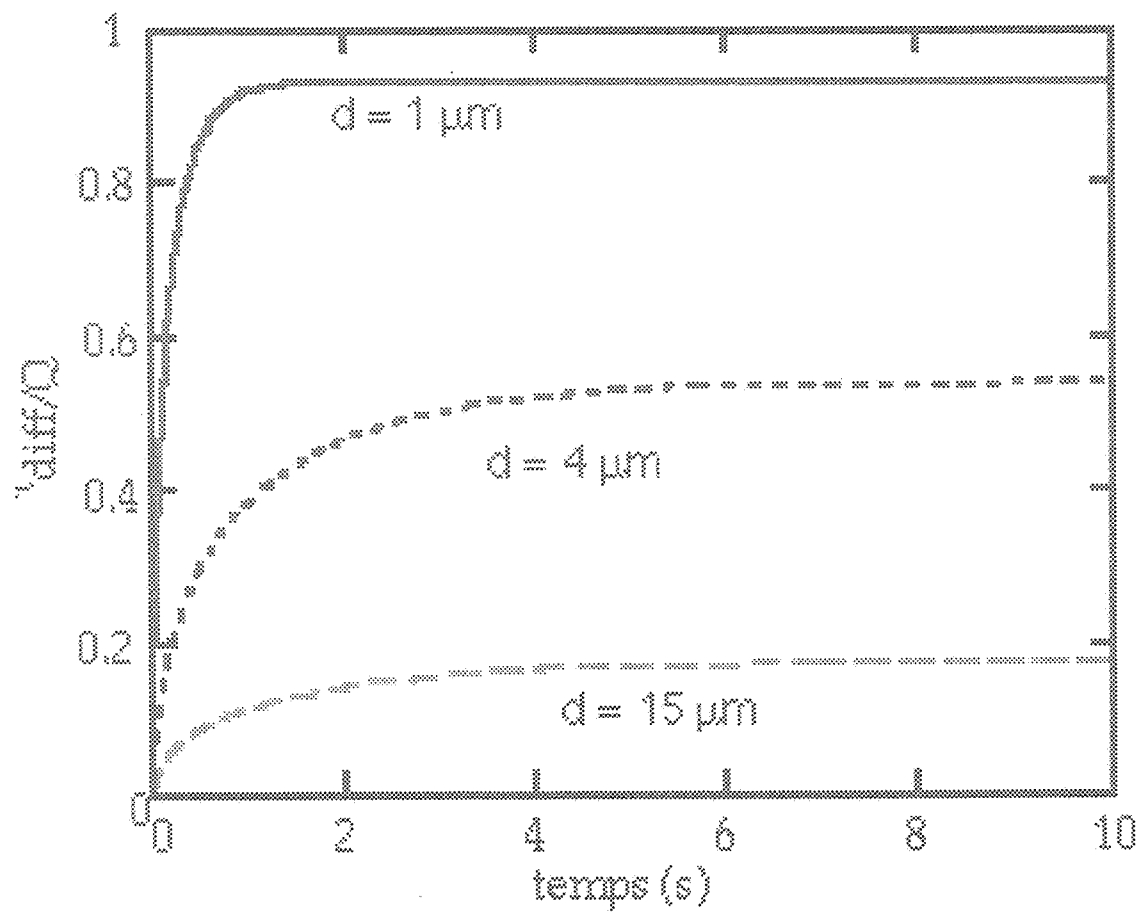
- deux cristaux de Germanium pour détecter les γ d'énergie comprise entre $40 \text{ keV} < E < 3.5 \text{ MeV}$
- un plastique scintillant pour les β^-
- un télescope $\Delta E, E$ constitué de deux diodes silicium pour la détection de particules chargées

Cette installation nous permet, selon les noyaux produits et étudiés par le séparateur, de toujours avoir un détecteur adéquat pour son identification et sa quantification. La thèse de N. Lecesne [LEC-97 a] est une bonne référence des différents modes de fonctionnement de l'ensemble de la détection de SIRa. L'électronique d'acquisition est détaillée dans l'annexe A.

Si les lignes de faisceaux et la détection sont figées, l'ensemble cible-source est sans cesse en évolution. Dans le chapitre suivant, nous allons décrire les processus fondamentaux qu'il est indispensable de bien connaître pour réaliser et optimiser ces ensembles cible-source.

Chapitre II

Les processus fondamentaux



II.1 LES MODES DE PRODUCTION DANS LA CIBLE

Pour fabriquer des atomes radioactifs, il faut bombarder une cible contenant des atomes fixes par un faisceau d'ions énergétiques que nous nommons projectiles. Le taux de production est alors proportionnel à la section efficace de production de l'atome radioactif considéré, au nombre de particules incidentes et à la densité superficielle de matière dans la cible. Mathématiquement, nous obtenons :

$$\tau_{\text{production}}(\text{pps}) = \phi_{\text{projectile}}(\text{pps}) \sigma_{\text{production}}(\text{cm}^2) N_{\text{cible}} \left(\frac{\text{atomes}}{\text{cm}^2} \right) \quad (\text{II.1})$$

L'énergie ainsi que la nature du projectile et de la cible déterminent les processus dominants lors de la production. Nous pouvons citer cinq grands types de réactions nucléaires intervenant dans la production d'atomes radioactifs :

- les réactions de transfert
- la fusion-évaporation
- la spallation de la cible
- la fission
- la fragmentation du projectile

Dans le cas du GANIL qui accélère des ions lourds dans une gamme d'énergie allant de 25 à 100 A.MeV, la fragmentation du projectile est le processus dominant et couramment utilisé.

Pour produire des noyaux ayant des masses ≤ 100 u.m.a., il faut se rappeler que, grossièrement, seul quelques pourcents des noyaux du faisceau réagissent avec ceux de la cible. Afin de maximiser le taux de production dans la cible, il faut que chaque terme de l'équation II.1 soit maximal et plus particulièrement le produit $\sigma_{\text{production}} N_{\text{cible}}$. Le flux incident de particules ($\phi_{\text{projectile}}$) est une caractéristique déterminée par l'accélérateur ($1 \cdot 10^{12}$ pps et bientôt $2 \cdot 10^{13}$ pps pour les projectiles de masse ≤ 40 u.m.a. au GANIL). Pour des masses élevées (noyau projectile, $A > 100$ u.m.a.), l'intensité et surtout l'énergie du faisceau accéléré diminuent drastiquement. Le faisceau d' ^{238}U en est un exemple avec une intensité de 10^9 pps pour 24 A.MeV. Dans la discussion qui va suivre, nous allons nous concentrer sur le produit $\sigma_{\text{production}} N_{\text{cible}}$.

Concernant le processus de fragmentation du projectile, la section efficace de production d'un atome de masse A et de numéro atomique Z comporte trois termes selon le modèle EPAX développé par K. Sümmerer [SUM-90]. Le premier terme correspond à la géométrie dépendant de la dimension totale du système en collision. Il se traduit en terme de section efficace de réaction totale $\sigma_{\text{réaction}}$. Le second terme est la distribution en masse des atomes formés $F(A)$ et le troisième celle en Z : $G(Z)$. Ceci nous amène à :

$$\sigma_{\text{production}}(A, Z) = \sigma_{\text{Réaction}} F(A) G(Z) \quad (\text{II.2})$$

En première approximation, nous pouvons remplacer $\sigma_{\text{réaction}}$ par la section efficace géométrique totale qui s'exprime à l'aide du carré de la somme des rayons des noyaux cible et projectile, soit :

$$\sigma_{\text{Réaction}} \propto (R_{\text{projectile}} + R_{\text{cible}})^2 \quad (\text{II.3})$$

Le rayon moyen d'un noyau a comme expression $R = R_0 A^{1/3}$ avec une valeur pour R_0 pratiquement constante et valant environ 1.4 Fm (10^{-15} m). Il s'ensuit que :

$$\sigma_{\text{Réaction}} \propto (A_{\text{projectile}}^{1/3} + A_{\text{cible}}^{1/3})^2 \quad (\text{II.4})$$

Dans la gamme des noyaux légers riches en protons que nous souhaitons produire, nous pouvons admettre que $Z \approx A / 2$ soit :

$$\sigma_{\text{Réaction}} \propto (Z_{\text{projectile}}^{1/3} + Z_{\text{cible}}^{1/3})^2 \quad (\text{II.5})$$

Concernant le dernier terme de l'équation II.1 : N_{cible} , il est en fait proportionnel au parcours du projectile dans la cible. En utilisant la formule de Bethe [BET-53] et en prenant en première approximation que la perte d'énergie par unité de distance est proportionnelle au rapport $Z_{\text{cible}}/E_{\text{projectile}}$, nous obtenons :

$$N_{\text{cible}} \propto \int_0^{E_i} \left(-\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \propto \frac{E_{\text{projectile}}^2}{Z_{\text{cible}}} \quad (\text{II.6})$$

Finalement, nous trouvons l'expression suivante du taux de production :

$$\tau_{\text{production}} \propto \phi_{\text{projectile}} \left(1 + \left(\frac{Z_{\text{projectile}}}{Z_{\text{cible}}} \right)^{1/3} \right)^2 \frac{E_{\text{projectile}}^2}{Z_{\text{cible}}^{1/3}} \quad (\text{II.7})$$

Etant donné un couple projectile-cible, le taux de production sera d'autant plus important que le rapport $Z_{\text{projectile}}/Z_{\text{cible}}$ sera grand ce qui implique un faible Z_{cible} pour le matériau composant la cible. La figure II.1 montre l'intérêt d'utiliser une cible à faible Z . Nous constatons que théoriquement le gain du taux de production est d'un facteur 1 à 6 selon le Z de la cible choisie lorsqu'on utilise une cible à faible Z (6) comme le carbone. Par ailleurs, ce gain varie peu avec le Z du projectile. Cette méthode de production est adaptée pour les noyaux de masse légère et intermédiaire ($A < 100$ u.m.a.). Pour les masses plus élevées, il faudra se tourner vers d'autres méthodes de production telle que la fission comme nous le verrons au chapitre VII.

Après sa création, l'atome radioactif doit sortir de la cible. Le processus qui lui permet de s'en échapper se nomme la diffusion.

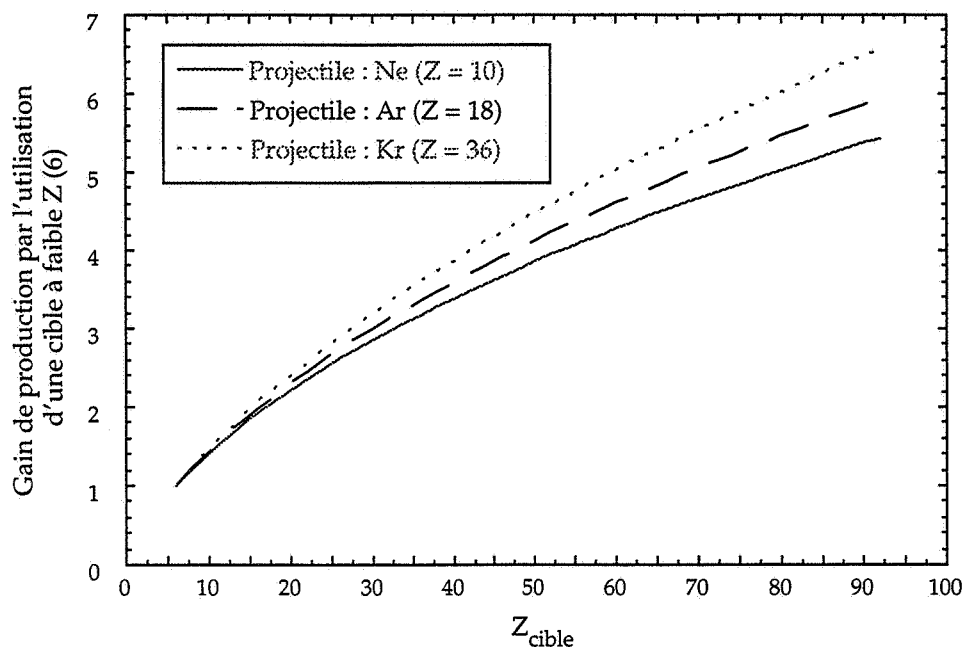


Figure II.1 : Le graphe représente, pour trois projectiles ($Z = 10, 18$ et 36) le gain du taux de production par l'utilisation d'une cible à faible Z . Les ordonnées correspondent alors au rapport du taux de production pour une cible de carbone divisé par le taux de production d'une cible composée de l'élément Z .

II.2 LA DIFFUSION

La diffusion dans un matériau cristallin [GUI-94, GER-76] est un phénomène physique aléatoire où les défauts du matériau sont les vecteurs des atomes qui diffusent. Les principaux mécanismes de diffusion sont au nombre de trois :

- diffusion interstitielle : l'atome va occuper successivement les interstices de la maille cristalline. Il est nécessaire que son rayon soit suffisamment petit pour qu'il puisse s'insérer sans déformer la maille.
- diffusion lacunaire : l'atome va "sauter" de sa position d'équilibre dans la lacune qui dépend de la distance à laquelle se trouve la lacune et de l'énergie de l'atome. C'est pour cela que la diffusion se fera préférentiellement avec des lacunes au voisinage immédiat de l'atome. Un cas particulier est l'échange direct entre un atome de la maille cristalline et un atome qui diffuse.
- diffusion multilacune : ce mécanisme nécessite le mouvement simultané de plusieurs atomes de la maille entraînant avec eux l'atome qui diffuse. Mais ce mécanisme n'a pas réellement été mis en évidence expérimentalement.

Nous nous proposons de calculer analytiquement [BER-98 a, MAU-98] le taux de particules diffusées hors de notre cible en fonction du temps. Nous nous plaçons dans le cadre d'une cible formée de grains de rayon ρ . Nous utiliserons le terme $q(r,t)$ qui représente le taux de production d'atomes radioactifs créés dans chaque grain ou implantés dans la cible. La

cible est à la température T dont la distribution est supposée homogène. La fonction $C(r,t)$ donne la concentration de l'élément radioactif en un point r et à un temps t .

Deux lois énoncées par Fick [FIC-1885] gouvernent la diffusion et relient la concentration d'une espèce avec l'espace et le temps :

1^{ère} loi de Fick : En régime permanent, le flux d'atomes J par unité de temps parcourant une distance X est proportionnel au gradient de la concentration de cet élément à travers le volume considéré :

$$J = -D \cdot \text{Grad}(C) \quad (\text{II.8})$$

Le coefficient D est appelé coefficient de diffusion et le signe “-” signifie que les atomes se déplacent dans le sens inverse du gradient. Le coefficient D dépend de la température et de E_a énergie d'activation du phénomène. Cette énergie est reliée à l'enthalpie ΔG (composée de plusieurs termes) associée au mécanisme de diffusion. Nous pouvons interpréter l'énergie d'activation comme une barrière à franchir pour l'atome qui va diffuser. Cette barrière semblera d'autant plus faible que T est grand.

$$D = D_0 e^{\left(-\frac{E_a}{kT}\right)} \quad (\text{II.9})$$

D et D_0 s'expriment en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. D_0 , appelé facteur de fréquence, est le produit d'une distance au carré représentant une caractéristique de la maille cristalline et de la fréquence à laquelle vibre l'atome qui diffuse. Les deux paramètres E_a et D_0 sont les coefficients d'Arrhenius de la diffusion.

2^{ème} loi de Fick : En régime transitoire, la variation temporelle de la concentration est proportionnelle à la variation du flux d'atomes à travers le volume considéré en l'absence de terme source. C'est une loi qui exprime la conservation des atomes :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\text{div}(J) = \text{div}(D \cdot \text{Grad}(C)) \quad (\text{II.10})$$

II.2.1 L'EQUATION AUX DÉRIVÉES PARTIELLES

Nous allons utiliser la deuxième loi de Fick en lui associant le terme de création d'atomes radioactifs $q(r,t)$ et le terme $-\lambda C$ correspondant à la perte de ces atomes par décroissance radioactive :

$$\frac{\partial C}{\partial t} - \text{div}(D \cdot \text{grad}(C)) + \lambda C = q \quad (\text{II.11})$$

- $\lambda = \ln(2)/T_{1/2}$ où $T_{1/2}$ est le temps de demi-vie de l'atome radioactif

Notre objectif est de résoudre cette équation aux dérivées partielles en déterminant $C(r,t)$

puis d'en déduire le flux d'atomes radioactifs à la surface totale du grain à l'aide de la 1^{ère} loi de Fick. Nous supposons que les atomes radioactifs sont émis dans la direction normale à la surface. Nous nous proposons également de déterminer le régime transitoire qui sera utilisé expérimentalement pour la déduction des coefficients d'Arrhenius à partir d'une nouvelle méthode exposée au chapitre IV.

Le problème général pour la résolution de l'équation II.11 se pose sous la forme du système d'équations suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial C}{\partial t} - \text{div}(D \cdot \text{Grad}(u)) + \lambda C = q & \text{dans } \Omega \times [0, T[\\ C = 0 & \text{sur } \partial\Omega \times [0, T[\\ C(X, 0) = C_0(X) & \text{dans } \Omega \end{cases} \quad (\text{II.12})$$

Dans le cas général, il est souvent impossible de résoudre analytiquement ce problème. Seul des méthodes numériques comme celles utilisant les éléments finis peuvent être utilisées. Comme nous nous restreignons au cas où Ω , représentant le domaine spatial, est une sphère de rayon ρ , D et λ sont des constantes, et les fonctions C_0 et q sont à symétrie sphérique, nous obtenons le système d'équations suivantes que nous pouvons résoudre analytiquement :

$$\begin{cases} \frac{\partial C}{\partial t} - D \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial C}{\partial r} \right) + \lambda C = q(r, t) \\ C(\rho, t) = 0 \\ C(r, 0) = C_0(r) \end{cases} \quad (\text{II.13})$$

En introduisant le changement de variables suivant :

$$\begin{cases} v(r, t) = rC(r, t)e^{\lambda t} \\ f(r, t) = rq(r, t)e^{\lambda t} \end{cases} \quad (\text{II.14})$$

Le système d'équations II.15 correspond alors au problème mixte de Cauchy-Dirichlet :

$$\begin{cases} \frac{\partial v}{\partial t} - D \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} = f \\ v(0, t) = v(\rho, t) = 0 & \text{(Condition de Dirichlet)} \\ v(r, 0) = rC_0(r) = v_0(r) & \text{(Condition de Cauchy)} \end{cases} \quad (\text{II.15})$$

Nous allons utiliser la méthode de Fourier appliquée à la résolution du problème mixte de Cauchy-Dirichlet [DAU-85]. Cette méthode permet de découpler la partie temporelle de la partie spatiale de l'équation II.15.

Nous pouvons alors introduire dans $L^2(\Omega)$ une base de fonctions propres de l'opérateur II.16 sur $]0, \rho[$ avec annulation en 0 et ρ :

$$-D \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} \quad (\text{II.16})$$

Pour déterminer les éléments propres, il faut résoudre :

$$\begin{cases} -D \frac{d^2 w_k}{dr^2} = \mu_k w_k \\ w_k(0) = 0 \\ w_k(\rho) = 0 \end{cases} \quad (\text{II.17})$$

Ce qui donne comme solution les fonctions spatiales suivantes :

$$\begin{cases} w_k(r) = \sqrt{\frac{2}{\rho}} \sin\left(\frac{k\pi r}{\rho}\right) \\ k \in \mathbb{N}^* \end{cases} \quad (\text{II.18})$$

$$\begin{cases} \mu_0 = \frac{\pi^2 D}{\rho^2} \\ \mu_k = \mu_0 k^2 \end{cases} \quad (\text{II.19})$$

Où μ_0 est équivalent à l'inverse d'un temps. Cette quantité représente le temps caractéristique mis par l'atome pour sortir du grain. La normalisation des fonctions $w_k(r)$ est obtenue en calculant l'intégrale suivante :

$$\int_0^R |w_k|^2 dr = 1 \quad (\text{II.20})$$

Comme les $\{w_k\}$ forment une base orthogonale dans $L^2(\Omega)$, nous pouvons décomposer les fonctions $v(r,t)$, $f(r,t)$ et $v_0(r)$ sur cette base. Chaque fonction est la somme de $k = 1$ à l'infini du produit de $w_k(r)$ par une fonction temporelle :

$$\begin{cases} v(r,t) = \sum_{k=1}^{\infty} v_k(t) w_k(r) \end{cases} \quad (\text{II.21})$$

$$\begin{cases} v_0(r) = \sum_{k=1}^{\infty} v_{0k} w_k(r) \end{cases} \quad (\text{II.22})$$

$$\begin{cases} f(r,t) = \sum_{k=1}^{\infty} \gamma_k(t) w_k(r) \end{cases} \quad (\text{II.23})$$

Les fonctions $v_k(t)$ et $\gamma_k(t)$ sont alors déterminées par :

$$\begin{cases} v_k(t) = (v(r,t), w_k(r)) = \int_{r=0}^{r=p} v(r,t) w_k(r) dr \\ \gamma_k(t) = (f(r,t), w_k(r)) = \int_{r=0}^{r=p} f(r,t) w_k(r) dr \end{cases} \quad \begin{matrix} \text{(II.24)} \\ \text{(II.25)} \end{matrix}$$

En reportant dans l'équation II.15 ces expressions et en utilisant les résultats de l'équation II.17, nous obtenons la famille d'équations différentielles du premier ordre :

$$\frac{dv_k}{dt} + \mu_k v_k = \gamma_k \quad \text{(II.26)}$$

Utilisant la condition initiale $v_0(r)$, la solution générale $v_k(t)$ s'écrit :

$$v_k(t) = v_{0k}(t) e^{-\mu_k t} + \int_{s=0}^{s=t} e^{-\mu_k(t-s)} \gamma_k(s) ds \quad \text{(II.27)}$$

Maintenant que nous avons la fonction $v(r,t)$, nous pouvons remonter à la fonction $C(r,t)$:

$$C(r,t) = \frac{v(r,t)}{r} e^{-\lambda t} = \frac{e^{-\lambda t}}{r} \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ v_{0k}(t) e^{-\mu_k t} + \int_{s=0}^{s=t} e^{-\mu_k(t-s)} \gamma_k(s) ds \right\} w_k(r) \quad \text{(II.28)}$$

où les fonctions $v_k(s)$ et v_{0k} ont pour expression :

$$\begin{cases} v_k(s) = (f, w_k) = \int_{r=0}^{r=p} r e^{\lambda s} q(r,s) w_k(r) dr \\ v_{0k}(t) = (v_0, w_k) = \int_{r=0}^{r=p} r C_0(r) w_k(r) dr \end{cases} \quad \begin{matrix} \text{(II.29)} \\ \text{(II.30)} \end{matrix}$$

Or nous nous plaçons dans le cas où initialement il n'y a pas d'atome radioactif dans le grain c'est à dire $C_0(r) = 0$. La production $q(r,t)$ au cours du temps est homogène et constante dans tout le volume Ω ce qui nous amène à une solution simplifiée de $C(r,t)$, car $v_{0k} = 0$:

$$C(r,t) = 2q \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{(k+1)}}{\mu_k + \lambda} \frac{\sin(\frac{k\pi r}{\rho})}{\frac{k\pi r}{\rho}} \left(1 - e^{-(\mu_k + \lambda)t} \right) \quad \text{(II.31)}$$

L'originalité de ce calcul réside dans l'équation II.31 car cette fonction donne la concentration d'atomes radioactifs en un point r et au temps t . Nous voulons juste le flux de particules à la surface totale du grain en fonction du temps. Nous allons utiliser la première loi de Fick. Soit Q le nombre total d'ions radioactifs créés dans le grain (en fait, ce terme n'intègre pas les atomes radioactifs créés dans les grains voisins et qui auraient diffusés vers le grain étudié) :

$$Q = q \frac{4}{3} \pi \rho^3 \quad (\text{II.32})$$

Le flux recherché a comme expression :

$$\tau_{\text{diff}} = -D \frac{\partial C(\rho, t)}{\partial r} 4\pi \rho^2 = \frac{6Q}{\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\mu_0}{\mu_k + \lambda} (1 - e^{-(\mu_k + \lambda)t}) \quad (\text{II.33})$$

Un calcul similaire pourrait être réalisé pour d'autres géométries telle qu'une feuille ou des fibres. Nous pouvons retrouver l'équation II.33 à partir des fonctions $f(t)$ se trouvant dans la référence de J. Cranck et reprises sous différents noms par L.C. Carraz [CAR-78], Fujioka [FUJ-81] et R. Kirchner [KIR-92]. Il faut alors intégrer la fonction $f(t)e^{-\lambda t}$ dont $f(t)$ est la fraction restante de la radioactivité dans la cible entre 0 et t , tout en tenant compte de l'égalité suivante :

$$\sum_{k=1}^{\infty} k^{-2} = \frac{\pi^2}{6} \quad (\text{II.34})$$

Le résultat est identique à la valeur de Q près car nous calculons un flux de particules tandis que les différents auteurs cités ci-dessus calculent l'efficacité de diffusion. Pour obtenir leurs équations, les différents auteurs sont obligés de procéder en deux temps en faisant intervenir la décroissance radioactive après le calcul de la diffusion alors que dans notre calcul elle apparaît naturellement. Fujioka a donné une expression générale de la fonction $f(t)$ pour trois types de géométrie différentes : sphère, feuille et fibre :

$$\left\{ \begin{array}{l} f(t) = \frac{2n}{\pi^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{e^{-\frac{c_m t}{\tau_D}}}{c_m} \text{ avec } \tau_D = \frac{a^2}{\pi^2 D} \\ \text{feuille } n=1 \quad c_m = (m - \frac{1}{2})^2 \\ \text{fibre } n=2 \quad c_m = (\frac{j_{0,m}}{\pi})^2 \\ \text{sphère } n=3 \quad c_m = m^2 \end{array} \right. \quad (\text{II.35})$$

- a est le rayon de la sphère et du cylindre formant la fibre, $2a$ est l'épaisseur de la feuille.
- $j_{0,m}$ est la $m^{\text{ème}}$ racine positive de la fonction de Bessel d'ordre 0.

Les résultats de Kirchner sont donc en accord avec ceux de Fujioka et notre calcul pour le cas de la sphère.

II.2.2 L'EFFICACITÉ DE DIFFUSION

L'efficacité de diffusion est simplement la limite pour t tendant vers l'infini de l'expression $\xi_{\text{diff}} = \tau_{\text{diff}}/Q$. Dans ce cas, l'exponentielle s'annule et on trouve pour une sphère :

$$\xi_{\text{diff}} = \frac{6}{\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k^2 + \frac{\lambda}{\mu_0}} = 3 \frac{\left(\sqrt{\pi^2 \lambda / \mu_0} \coth \sqrt{\pi^2 \lambda / \mu_0} - 1 \right)}{\pi^2 \lambda / \mu_0} \quad (\text{II.36})$$

et pour une feuille :

$$\xi_{\text{diff}} = \frac{8}{\pi^2} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(2k+1)^2 + \frac{\lambda}{\mu_0}} = \frac{\tanh \sqrt{\pi^2 \lambda / 4 \mu_0}}{\sqrt{\pi^2 \lambda / 4 \mu_0}} \quad (\text{II.37})$$

Fujioka-Arai [FUJ-81] ont montré que l'efficacité de diffusion hors d'une sphère est plus efficace que celle hors d'une feuille ou d'une fibre (figure II.2).

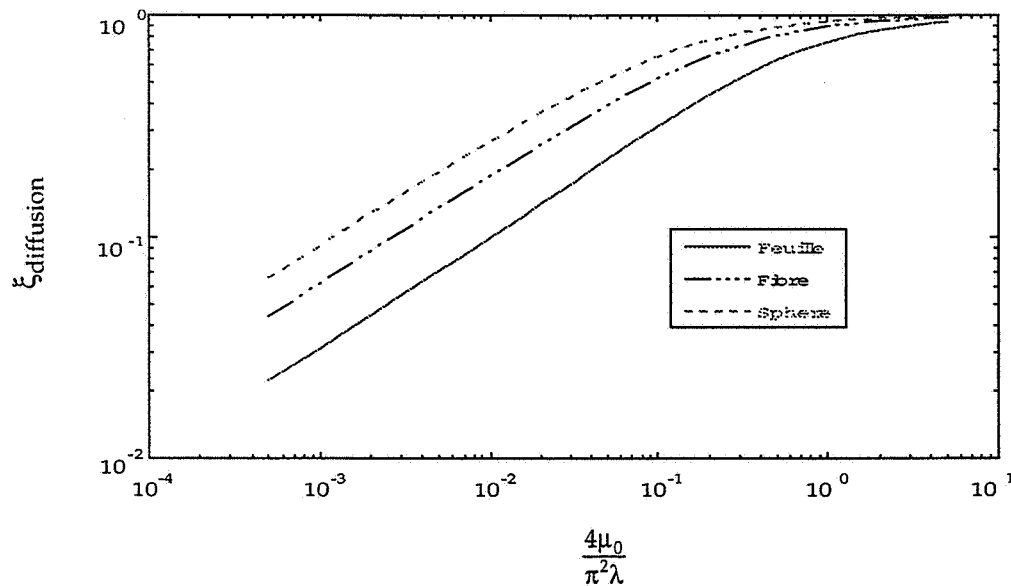


Figure II.2 : Comparaison de l'efficacité de diffusion d'un atome dans une sphère, une fibre et une feuille

II.2.3 OPTIMISATION DES CARACTÉRISTIQUES DE LA CIBLE

Il existe cinq paramètres qui gouvernent la diffusion d'un atome radioactif hors de la cible :

- les deux coefficients d'Arrhenius : $\text{Log}(D_0)$ et E_a
- la température T
- le temps de demi-vie $T_{1/2}$ qui apparaît sous la forme de $\lambda = \ln(2) / T_{1/2}$
- le rayon du grain ρ

La figure II.3 représente les courbes de τ_{diff}/Q selon plusieurs températures, taille du grain et pour un atome radioactif (^{35}Ar) ou stable (^{36}Ar). Les deux paramètres fixes sont $\text{Log}(D_0)$ et E_a car ils sont caractéristiques d'un couple cible-atome diffusant (Z fixe). Sur chaque figure sont dessinées trois courbes correspondant à un rayon de grain différent. L'abscisse représente le temps en secondes qui s'écoule à partir de la production de l'atome radioactif dans le grain. La diffusion sera d'autant plus rapide que la taille du grain est petite, comme le montrent les trois figures II.3.a, II.3.b et II.3.c, ce qui semble logique puisque l'atome aura une distance plus faible à parcourir pour sortir.

Lorsqu'on prend un noyau stable diffusant hors de la cible $\lambda = 0 \text{ s}^{-1}$ (figure II.3.a), l'efficacité tend vers 1 car au bout d'un temps infini, tous les atomes sortent. Par contre, pour un atome radioactif (figure II.3.b et c), la limite n'est plus forcément 1 car un certain nombre de noyaux se désintègre avant d'avoir atteint la surface du grain. C'est pour cela que cette limite est de plus en plus faible au fur et à mesure que la taille du grain augmente.

Pour palier cette perte, nous pouvons augmenter la température de la cible (figure II.3.c) mais il faut trouver le compromis entre la température favorisant l'efficacité de diffusion et la température maximale que peut supporter la cible.

Les paramètres avec lesquels nous contrôlons l'efficacité de diffusion sont :

- le type de matériau
- la forme cristalline de la cible
- la température maximale que peut supporter la cible sans dégradation notable de celle-ci.

Nous pouvons à présent déterminer la meilleure cible pour fabriquer des ions radioactifs. Le mécanisme de fragmentation du projectile requiert une cible à faible Z . Quant à la diffusion, ses exigences se portent sur une cible composée de grains à faible diamètre tout en pouvant supporter une température élevée. En regardant le tableau périodique, le carbone satisfait ces exigences. Les points suivants résument notre choix pour ce matériau et plus particulièrement le carbone graphite (grade PT2318) de Carbone Lorraine [LOR-95]:

- $Z = 6$ (faible)
- $M = 12$
- graphite
- $T_{\text{sublimation}}$ (3900°C à 760 mmHg)
- facile à usiner
- matériau aisé à trouver
- peu coûteux

Comme nous l'avons vu, la température de la cible est un des paramètres déterminant pour la diffusion. Elle augmente significativement l'efficacité de diffusion d'un atome radioactif dans la cible. Une simulation a été développée pour connaître la distribution de la température à l'intérieur de la cible et comprendre les phénomènes d'échanges de chaleur.

Figure II.3.a

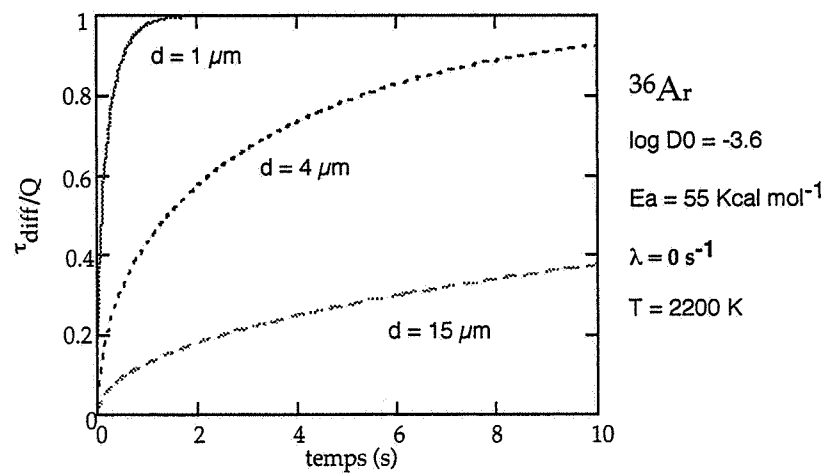


Figure II.3.b

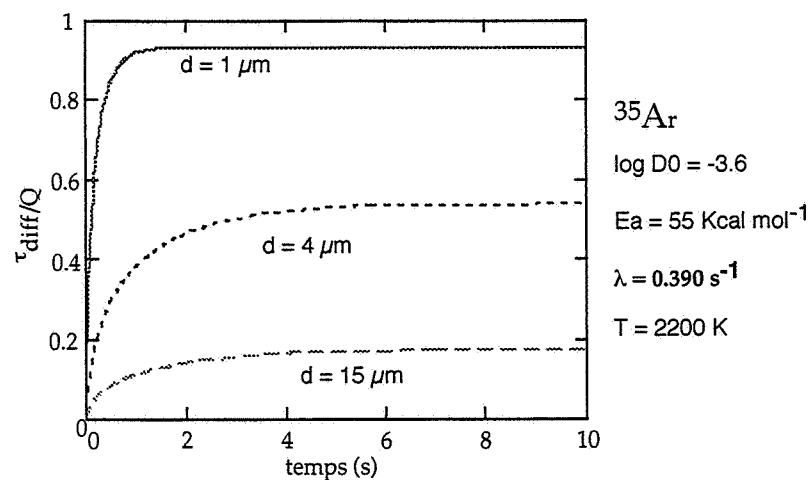


Figure II.3.c

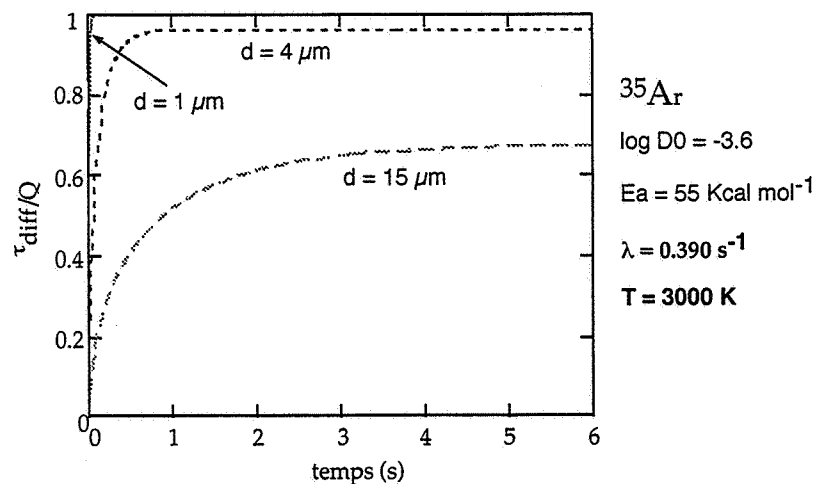


Figure II.3 : Calculs de l'efficacité de diffusion dans le cas d'une matrice de carbone graphite et d'un traceur stable (^{36}Ar) ou radioactif (^{35}Ar)

II.3 DISTRIBUTION DE LA TEMPÉRATURE : UNE SIMULATION

La nécessité de comprendre les phénomènes thermiques s'imposa lors de la découverte d'un trou à l'intérieur de la cible en carbone après son irradiation par des ions lourds du GANIL. Cette cible a été développée pour tester un ensemble cible-source sur le séparateur SIRa. Elle fut dimensionnée pour tenir sous 400 W de puissance du faisceau primaire GANIL. Elle était cylindrique et faite de 25 lamelles d'épaisseur 0.7 mm espacées de 1 mm et reliées à la base de la cible comme on peut le voir sur la figure II.4. L'ensemble faisait un diamètre de 20 mm. Après l'irradiation de cette cible par un faisceau de ^{20}Ne à 95 A.MeV et $1.3 \cdot 10^{12}$ pps (soit 400 W de puissance), il fut constaté à l'autopsie de la cible un trou ressemblant à un losange (figure II.4). Il commence à la lamelle 8 pour se terminer à la lamelle 20. La lamelle la plus endommagée est la 13^{ième} avec, en vertical, un diamètre de 6 mm et, en horizontal, un diamètre de 12 mm. Cette dissymétrie correspond à celle du faisceau primaire bombardant la cible.

Le trou était la conséquence de l'évaporation du carbone dont la température de sublimation à la pression de 10^{-3} mbar avoisine les 2800 K. Le faisceau ayant un profil gaussien, l'intensité ou la puissance maximale se situe sur l'axe et décroît radialement. En tenant compte de la perte d'énergie du faisceau primaire en fonction du nombre de lamelles rencontrées

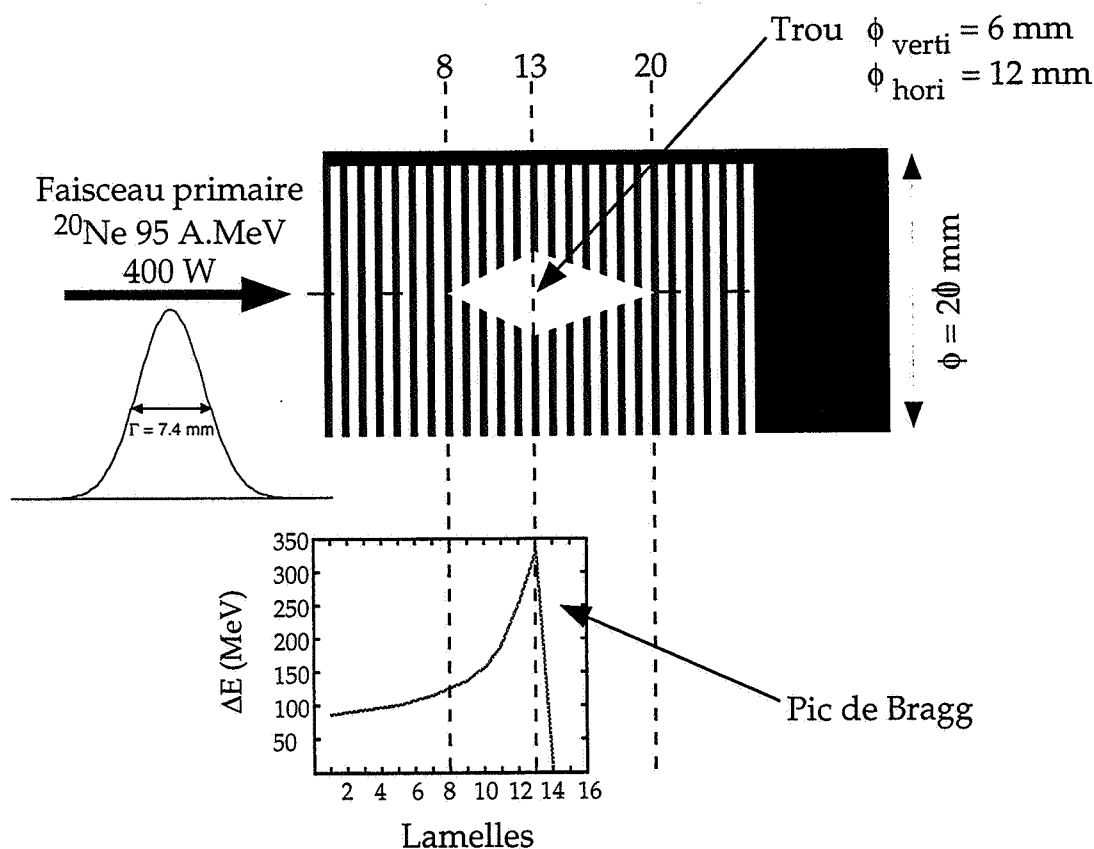


Figure II.4 : Coupe de la cible à lamelle en carbone après irradiation avec un faisceau primaire de ^{20}Ne

(figure II.4) et du profil du faisceau, on explique la forme conique du trou allant de la lamelle 8 à 13. Ensuite, le faisceau va irradier au fur et à mesure les lamelles 14 à 20 mais le premier cône, maintenant, distribue le pic de Bragg c'est pourquoi il existe une stabilisation de l'évolution du trou vers la forme de losange découvert lors de l'autopsie de la cible. Ce trou montre l'effet destructif du faisceau et l'importance de la forme que doit avoir la cible pour étaler le dépôt d'énergie du pic de Bragg. Le choix s'est porté, à partir des conclusions précédentes, sur une cible à lamelles dont l'avant est conique. Ce sera cette géométrie qui sera retenue pour la future cible de SPIRAL. Il est donc indispensable de prévoir et de comprendre la distribution de la température à l'intérieur de la cible dans le but de développer des cibles pouvant supporter la puissance amenée par le faisceau, d'où la nécessité d'élaborer une simulation répondant à ces demandes.

Un système de chauffage des cibles a été développé dans le but de palier une déficience du faisceau primaire ou pour permettre des mesures de coefficients de diffusion sur le banc de tests SIRa (comme nous le verrons au chapitre IV) en maintenant la température de la cible constante. La cible est placée à l'intérieur d'un container lui-même entourée par une enceinte refroidie avec de l'eau. Entre ce container et la cible, des réflecteurs sont placés pour homogénéiser la température et minimiser les pertes de la puissance ohmique apportée par le chauffage.

La simulation que nous utilisons actuellement est l'aboutissement d'un travail d'équipe. Elle est un outil indispensable pour faire évoluer les cibles et tester les différentes configurations possibles. La première personne à avoir développé ce programme est M. Toulemonde [TOU-94] du CIRIL. Il avait pour objectif de donner une idée de l'échauffement d'un matériau par des ions lourds et d'expliquer, à l'aide des équations de la thermodynamique, les traces laissées par le passage des ions lourds.

Le programme fut repris par P. Foury [FOU-96] au GANIL qui l'a adapté à notre cas c'est à dire une cible à lamelles de forme conique. Elle y ajouta notamment les échanges énergétiques entre les lamelles et ceux avec le container entourant la cible. Ces échanges se font par rayonnement.

R.Lichtenchtäler [LIC-98] a repris le code en insérant les pertes par conduction entre la cible et le container et en essayant au maximum d'affiner le programme de façon à ce que tous les processus thermodynamiques soient pris en compte. Une expérience a eu lieu à Louvain-la-Neuve et on s'attardera plus en détail sur les résultats et la comparaison avec la simulation après sa description.

Le processus physique qui dirige le code est la diffusion de la chaleur [KRE-67] liée à l'énergie déposée par le faisceau et apportée par le chauffage ohmique. Comme les paramètres dépendent de la température, le problème est "non linéaire" et nécessite sa résolution par une méthode numérique.

Prenons un petit élément de volume $dV = dx.dy.dz$ exprimé en coordonnées cartésiennes et placé en x, y et z . L'équilibre thermodynamique se traduit par l'équation suivante : la chaleur qui rentre en (x, y, z) pendant le temps dt plus celle déposée par le faisceau ou le chauffage ohmique ou par les deux pendant ce même temps est égale à la chaleur qui sort en $(x+dx, y+dy, z+dz)$ plus celle due à la variation de l'énergie interne pendant le temps dt et dans le volume dV .

Soit si on interprète mathématiquement cet équilibre :

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} - \text{div}(k \cdot \text{grad}(T)) = q \quad (\text{II.38})$$

Comme la cible est à symétrie cylindrique, nous pouvons exprimer l'équation II.38 dans ce même système :

$$\begin{cases} \rho C \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial r} \left(k \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \frac{k}{r} \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) = q_a & \text{dans la lamelle} \\ q_{\text{rad}} = -k \frac{\partial T}{\partial n} & \text{au bord de la lamelle} \end{cases} \quad (\text{II.39})$$

- T est la température . C'est une fonction du temps ,de la position axiale et radiale
- ρ est la densité
- C est la chaleur spécifique
- k est la conductivité thermique
- q_a représente le terme d'énergie par unité de temps déposée par le faisceau ou amenée par le chauffage ohmique ou par les deux
- q_{rad} est le terme d'échange de chaleur entre deux lamelles voisines ou entre une lamelle et le container

On tient compte de la dépendance en temps de la chaleur spécifique et de la conductivité thermique du matériau de la cible. Dans le cas du carbone, la conductivité thermique décroît très rapidement avec l'augmentation de la température. De même pour la résistivité, elle varie avec la température. Ces variations sont prises en compte lors du chauffage de la cible.

La simulation comporte plusieurs boucles de calculs dont l'une correspond au temps. Cette boucle est très importante car lorsque le faisceau irradie la cible, il faut un certain temps avant que l'équilibre thermique ne soit atteint. Grâce à cette boucle, on peut étudier la dynamique des phénomènes de chaleur. Or, il existe une condition à respecter pour que le calcul ait un sens. Il faut que le pas de temps soit inférieur au temps mis par la chaleur pour se propager à l'intérieur du matériau :

$$\Delta t \leq \frac{\rho C h^2}{2k} \quad (\text{II.40})$$

- h représente le pas radial

Pour le carbone, après plusieurs calculs, ce pas converge vers une valeur de l'ordre de la milliseconde.

Pour résoudre numériquement cette équation, on utilise la méthode des différences finies. La cible est doublement indicée :

- les lamelles avec m tel que $z = m.e$ (e : épaisseur de la lamelle et le pas axial)
- les couronnes, représentant une position radiale, avec i tel que $r = i.h$

Alors on définit, en général, les dérivées premières et secondes d'une fonction $f(r)$ (pouvant représenter la température) avec cette méthode comme suit :

$$\frac{\partial f}{\partial r} = \frac{1}{2h} (f_{i+1} - f_{i-1}) \quad (\text{II.41})$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} = \frac{1}{h^2} [(f_{i+1} - f_i) - (f_i - f_{i-1})] \quad (\text{II.42})$$

Les équations II.41 et II.42 sont les dérivées premières et secondes de la fonction f par rapport à r respectivement. Pour obtenir les dérivées par rapport à z , il faut effectuer un changement d'indice en remplaçant le pas radial h par le pas axial z et l'indice radial i par l'indice axial m .

La simulation permet l'irradiation de la cible par un faisceau tournant et décalé par rapport à l'axe de la cible.

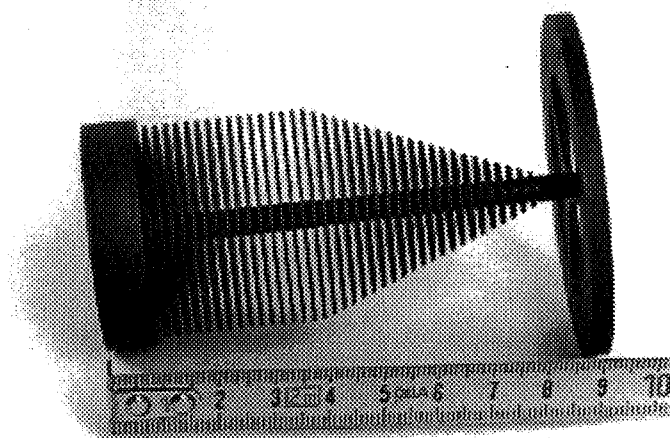
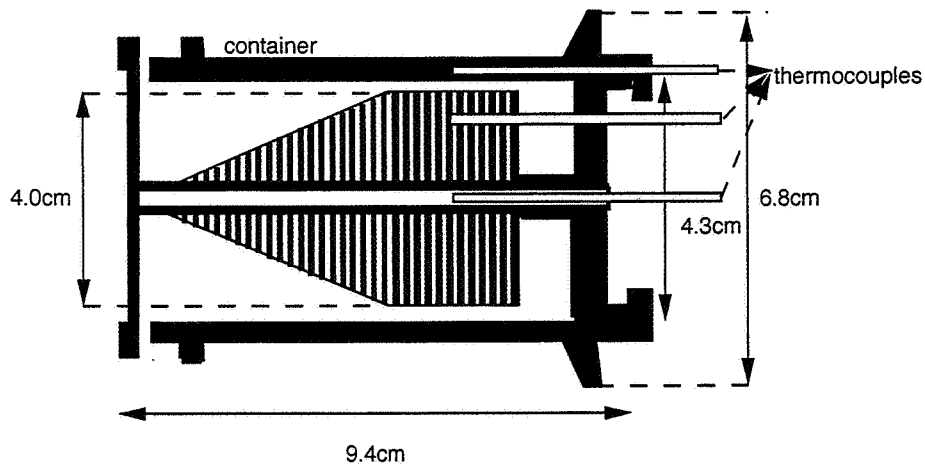


Figure II.5 : Schéma de la cible utilisée lors du test à Louvain-la-Neuve

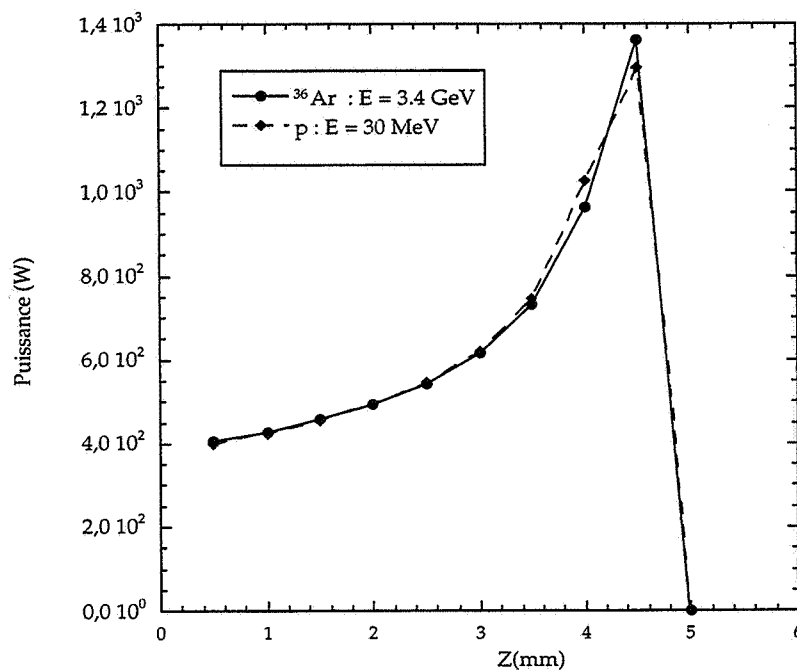


Figure II.6 : Comparaison entre la puissance déposée par un faisceau d' ^{36}Ar à 95 A.MeV et un faisceau de protons de 30 MeV dans notre cible de carbone

Une expérience a eu lieu à Louvain-la-Neuve pour tester la simulation et la résistance de la future cible de SPIRAL à un faisceau de puissance 6 kW [LIC-98].

La cible utilisée était composée de 33 lamelles d'épaisseur 0.7 mm espacées de 1.3 mm. 20 lamelles formaient le cône d'ouverture angulaire totale de 45° . Le diamètre de la cible était de 4.3 cm pour une longueur totale de 9.4 cm. Un axe de 5.8 mm de diamètre permettait de maintenir les lamelles. Il était percé sur toute sa longueur d'un diamètre de 3 mm pour déplacer un thermocouple en W-Re le long de la cible et mesurer la température de la cible. L'axe pouvait être traversé par un courant ohmique pour tester le chauffage de la cible par une source de chaleur autre que le faisceau. Deux autres thermocouples ont été utilisés. Un était placé à $r = 17$ mm pour mesurer la température des lamelles et l'autre était situé dans le container en carbone entourant la cible. Les trois thermocouples étaient axialement positionnés aux environs de la lamelle 27. L'ensemble se trouve sur la figure II.5.

Cette expérience a eu lieu à Louvain-la-Neuve car le faisceau de protons d'énergie 30 MeV et d'intensité 200 μA est équivalent, du point de vue du dépôt de puissance dans du carbone, à un faisceau GANIL de ^{36}Ar à 95 A.MeV et 6 kW de puissance (figure II.6). Le faisceau tournait à la fréquence de 50 Hz, son profil était gaussien avec une largeur à mi-hauteur Γ de 17 mm. Il était centré à ≈ 12.5 mm de l'axe de la cible. Le système d'acquisition a été réalisé à l'aide du logiciel Labview (4.0). Ainsi, en temps réel, les différentes températures et la pression dans l'enceinte de la cible étaient enregistrées et visualisées sur un écran pour contrôler le bon déroulement de l'expérience.

L'irradiation a été réalisée en deux week-end et a duré 70 heures au total. Deux types d'expériences se sont déroulées : une visant à étudier dynamiquement la montée et descente de la température dans la cible et l'autre la distribution thermique de la température.

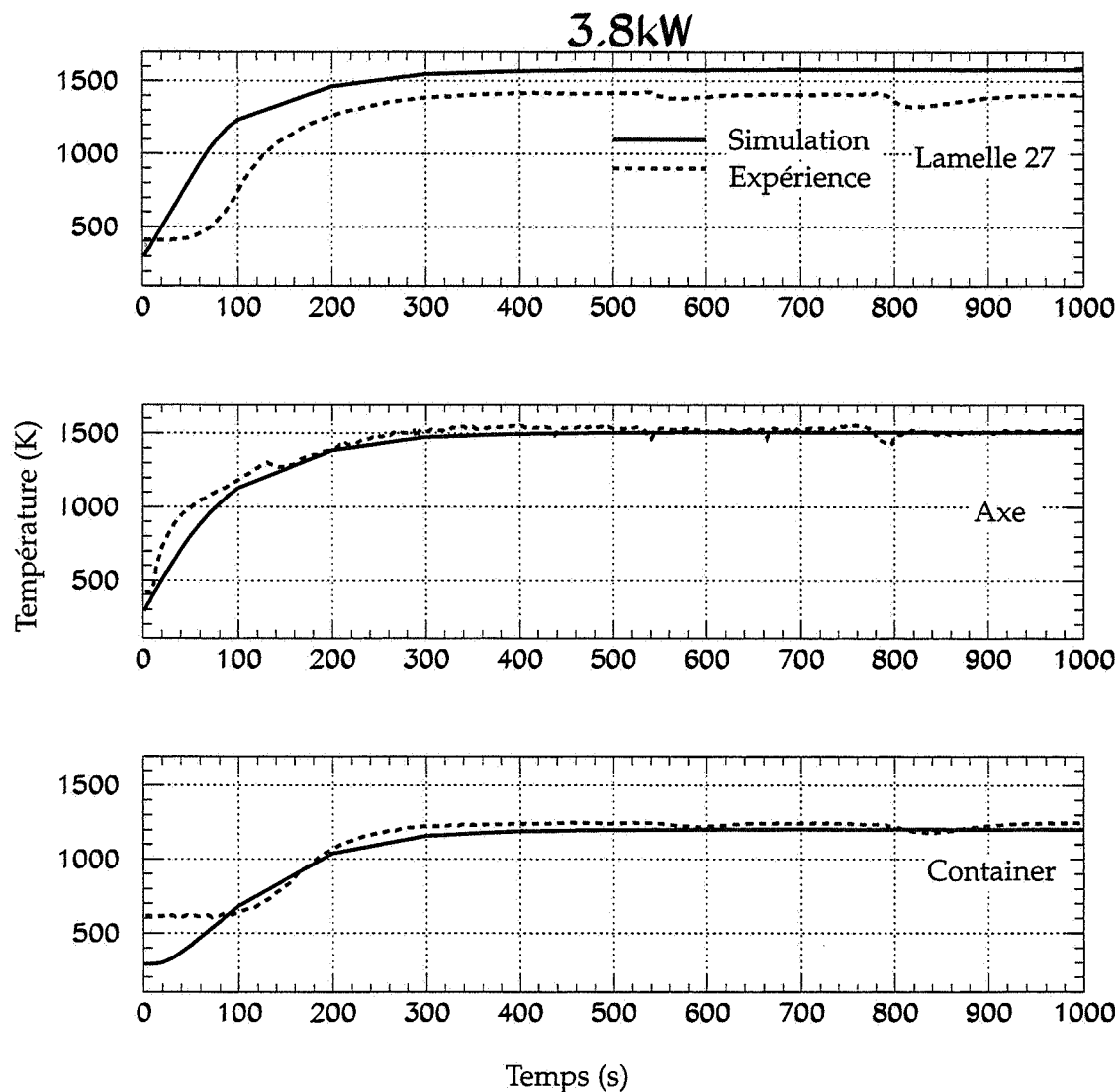


Figure II.7 : Résultat dynamique avec un faisceau de protons de 30 MeV, 3.8 kW sur la cible test de Louvain-la-Neuve [LIC-98]

L'expérience dynamique consiste à irradier la cible avec une certaine puissance tout en enregistrant la température en fonction du temps. Ceci a été réalisé pour trois valeurs de la puissance du faisceau incident : 0.8 kW, 1.7 kW et 3.8 kW. Si on définit le temps de montée comme le temps que met la cible pour atteindre 90% de sa température d'équilibre à la puissance donnée, on obtient les temps suivants $t_{\text{montée}} = 456$ s, 300 s et 205 s pour les trois puissances citées ci-dessus prises dans leur ordre respectif. Quant au temps mis par la cible pour revenir à la température ambiante, il est de l'ordre de 600 s. On s'aperçoit que plus la puissance est importante et plus vite la cible atteindra sa température d'équilibre. Ceci peut s'expliquer par la compétition entre le régime radiatif et le régime lié à la conduction thermique. A basse puissance donc à basse température, le terme d'échange de chaleur est faible et c'est donc le processus de conduction thermique qui domine. Par contre, lorsque la puissance augmente (donc la température), la conductivité thermique du carbone diminue rapidement, comme nous l'avons fait remarquer précédemment. Le processus radiatif domine et comme il est plus rapide que celui de la conduction on atteint plus rapidement la température d'équi-

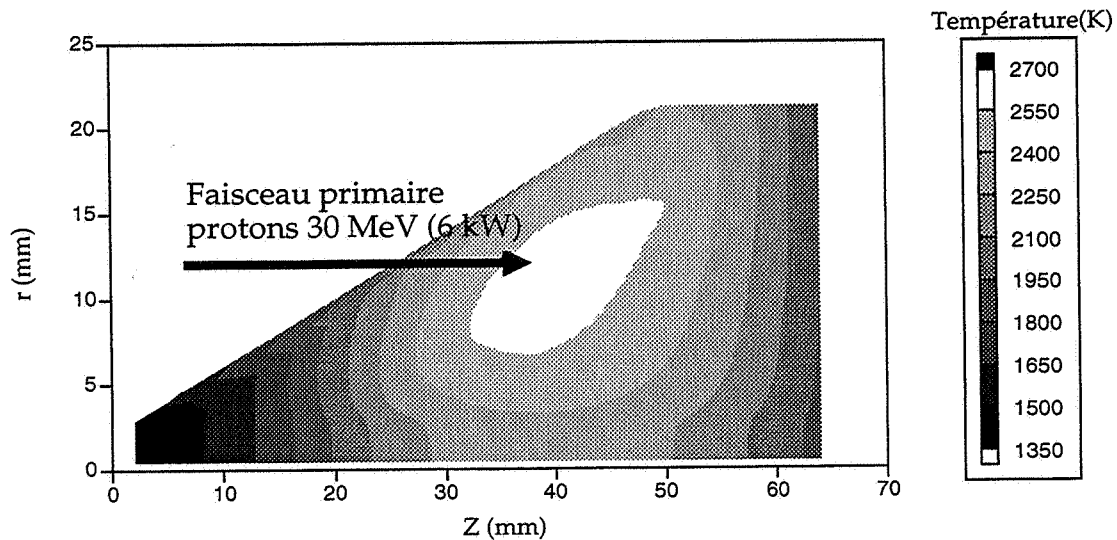


Figure II.8 : Distribution calculée de la température dans la cible test de Louvain-la-Neuve avec une faisceau primaire de protons : 30 MeV, 6 kW

libre. La simulation reproduit assez fidèlement ce comportement aussi bien sur l'axe que sur le container ou la lamelle 27 (figure II.7). Cependant, nous pouvons remarquer une différence entre la température mesurée de la lamelle et celle de l'axe sur la figure II.7. En fait, la température de l'axe est surestimée et doit, comme le montre la simulation sur la figure II.8, être sensiblement la même que celle de la lamelle. Cette différence entre les calculs et les mesures est due au trou à l'intérieur de l'axe qui n'arrête pas le faisceau venant ainsi frapper le thermocouple en augmentant la température. A cause d'un seuil de fonctionnement, les mesures concernant la lamelle et le container présentent un plateau pendant les 100 premières secondes de la mesure. Ce seuil n'a pas d'explication physique. Il est dû à l'acquisition des données : le courant délivré par le thermocouple W-Re.

Comme on peut le voir sur la figure II.8, il existe un gradient de température important axialement. Lorsqu'on parcourt la cible de la zone du dépôt d'énergie correspondant au pic de Bragg jusqu'à l'arrière de la cible, on passe alors du maximum de température de ≈ 2680 K à ≈ 1300 K en 35 mm. Le gradient radial est beaucoup plus faible puisque en 10 mm on passe de la température maximale ≈ 2680 K à ≈ 2300 K. Les valeurs mesurées sont en accord avec la simulation.

Pour tester pleinement la résistance de la cible, un courant ohmique de 1 kW a été appliqué en plus des 6 kW de faisceau. Quelques minutes plus tard, l'axe de la cible a cassé. Le surcroît de puissance apporté à la position axiale du pic de Bragg fut suffisant pour que la température atteigne 2800 K et plus de telle façon que l'évaporation du carbone soit effective et le processus de brisure de l'axe irrémédiable.

Nous avons donc un outil capable de prédire la puissance acceptable par une cible tout en nous livrant le profil de la distribution en température. Cette outil efficace sera mis à profit pour optimiser les cibles pour le projet SPIRAL.

Une fois produits et sortis de la cible portée à une température suffisante pour que ce processus se fasse le plus rapidement possible, les atomes radioactifs doivent atteindre la source d'ions pour être ionisés. Le processus qui gouverne ce transport est l'effusion.

II.4 L'EFFUSION

Après être sortis de la cible, les atomes se dirigent en ligne droite si rien ne vient les perturber (collision avec un autre atome) et rencontrent une paroi. Ils pénètrent légèrement dans les couches atomiques superficielles de la paroi. Ensuite, ils sont réémis vers l'extérieur en continuant leur chemin jusqu'à la prochaine rencontre avec la paroi. Ce phénomène de transport s'appelle l'effusion.

Nous posons comme hypothèse (faite par Langmuir) que l'atome a perdu la mémoire de sa trajectoire après avoir été implanté dans la paroi. Il est réémis dans l'espace ouvert avec une certaine probabilité qui obéit à une loi statistique dépendant de l'angle d'émission. C'est la loi de Knudsen qu'il a vérifiée expérimentalement [JEA-40]:

$$N(\theta, \theta + d\theta) \propto \cos\theta d\theta \quad (\text{II.43})$$

où $N(\theta, \theta + d\theta)$ représente le nombre d'atomes émis entre les angles θ et $\theta + d\theta$ avec la direction normale à la surface.

L'effusion et plus particulièrement le temps moyen (noté τ_{collage}) que met l'ion pour ressortir de la paroi peut être calculé via l'équation de Frenkel [KIR-86] :

$$\tau_{\text{collage}} = \tau_0 e^{\frac{\Delta H_{\text{absorption}}}{kT}} \quad (\text{II.44})$$

Les deux paramètres essentiels sont la température et l'enthalpie d'absorption $\Delta H_{\text{absorption}}$. Il existe des calculs pour estimer les valeurs de $\Delta H_{\text{absorption}}$ pour différents atomes et parois [ROß-84, EIC-85]. A partir des mesures de τ_{collage} sur une paroi de Ta à 1950 K (figure 4 de [KIR-87]) et des valeurs de $\Delta H_{\text{absorption}}$, Kirchner a déduit une valeur τ_0 de $2.4 \cdot 10^{-15}$. Pour les gaz rares, on peut considérer que le temps de collage des ions sur une paroi est nul.

On peut calculer le temps moyen que met un atome pour être transporté d'un point à un autre en utilisant le temps de vol moyen (noté τ_{vol}) entre deux absorptions et le nombre moyen de collisions (noté χ entre la sortie de la cible et l'entrée dans le plasma de la source). Ce temps global est :

$$\tau_{\text{effusion}} = \chi(\tau_{\text{vol}} + \tau_{\text{collage}}) = \frac{1}{v} \quad (\text{II.45})$$

- v joue un rôle similaire à λ pour la radioactivité c'est donc une probabilité.

A partir du résultat obtenu dans le sous chapitre concernant la diffusion (équation II.33), nous allons pouvoir continuer le calcul en déterminant, en fonction du temps, le nombre de particules qui diffusent jusqu'au plasma de la source après être sorties de la cible. Nous allons utiliser la fonction retard suivante :

$$f(t) = v e^{-vt} \quad (\text{II.46})$$

En reprenant $\tau_{\text{diff}}(t)$ de l'équation II.33, on va intégrer entre 0 et t le produit de $\tau_{\text{diff}}(t)$ avec la fonction retard et la désintégration radioactive soit :

$$\tau_{\text{eff}}(t) = v \int_{t'=0}^{t'=t} \tau_{\text{diff}}(t') e^{-v(t-t')} e^{-\lambda(t-t')} dt' \quad (\text{II.47})$$

Si on remplace $\tau_{\text{diff}}(t)$ par son expression, on trouve :

$$\tau_{\text{eff}}(t) = \frac{6Q}{\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\mu_0}{\mu_k + \lambda} \left\{ \frac{v}{v + \lambda} (1 - e^{-(v+\lambda)t}) - \frac{v}{v - \mu_k} (e^{-(\mu_k + \lambda)t} - e^{-(v+\lambda)t}) \right\} \quad (\text{II.48})$$

La limite de τ_{eff}/Q lorsque t tend vers l'infini donne l'efficacité de diffusion et d'effusion soit dans notre cas :

$$\xi_{\text{diff_eff}} = \frac{6}{\pi^2} \left(\frac{v}{v + \lambda} \right) \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{1}{k^2 + \frac{\lambda}{\mu_0}} \right) = 3 \frac{(\sqrt{\pi^2 \lambda / \mu_0} \coth \sqrt{\pi^2 \lambda / \mu_0} - 1)}{\pi^2 \lambda / \mu_0} \left(\frac{v}{v + \lambda} \right) \quad (\text{II.49})$$

Le terme $\frac{v}{v + \lambda} = \int_{t=0}^{\infty} v e^{-vt} e^{-\lambda t} dt = \xi_{\text{eff}} \quad (\text{II.50})$ est l'efficacité d'effusion pure.

Si on compare l'expression ci-dessus avec les efficacités de diffusion et d'effusion, on a :

$$\xi_{\text{diff_eff}} = \xi_{\text{diff}} \xi_{\text{eff}} \quad (\text{II.51})$$

Ce résultat est une nouvelle fois en accord avec celui de Kirchner.

Pour former un faisceau, les atomes radioactifs issus de la cible doivent être transformés en ions : c'est le rôle des sources d'ions de type RCE que nous avons choisies car adaptées au post accélérateur qu'est un cyclotron.

II.5 PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UNE SOURCE R.C.E.

Le principe de fonctionnement d'une source R.C.E. [GEL-96 a, BRO-89, WOL-97] ou à Résonance Cyclotronique Electronique est fondé sur la résonance entre le mouvement d'un électron placé dans un champ magnétique et une onde électromagnétique haute fréquence (quelques GHz) lui communiquant ainsi de l'énergie. Les ions sont créés par l'ionisation pas à pas des atomes ou ions présents à l'intérieur de la source. Ceci est dû, principalement, aux collisions successives entre les électrons du plasma et les atomes ou ions. Ces électrons ont une énergie comprise entre quelques eV et plusieurs centaines de keV. Un atome peut se retrouver alors totalement épluché c'est à dire qu'il ne reste aucun électron autour de son noyau. L'Ar¹⁸⁺ en est un exemple même s'il reste toujours difficile à obtenir. Les physiciens atomistes comme ceux de la Physique du solide en sont particulièrement friands pour étudier

les processus de capture électronique [CAS-96] et les interactions avec les surfaces [BRI-96]. Nous allons, dans les sous-chapitres suivants, donner et expliquer les éléments nécessaires au fonctionnement d'une source R.C.E..

II.5.1 LA STRUCTURE MAGNÉTIQUE

La structure magnétique est caractérisée par la superposition d'un champ magnétique axial formant un miroir magnétique [SOR-85] et d'un champ magnétique radial. Ceci permet d'obtenir ce que l'on appelle une configuration à minimum B. Il existe alors des surfaces fermées d'isomodule B dont une correspond à la surface de résonance B_{res} permettant le chauffage des électrons.

Pour comprendre de quelle manière un électron est confiné, regardons la figure II.9. On a représenté les lignes de champ formées par deux bobines. Les électrons effectuent un mouvement hélicoïdal autour de ces lignes de force. Le gradient de champ va permettre la création d'une force longitudinale qui va avoir pour conséquence de freiner l'électron.

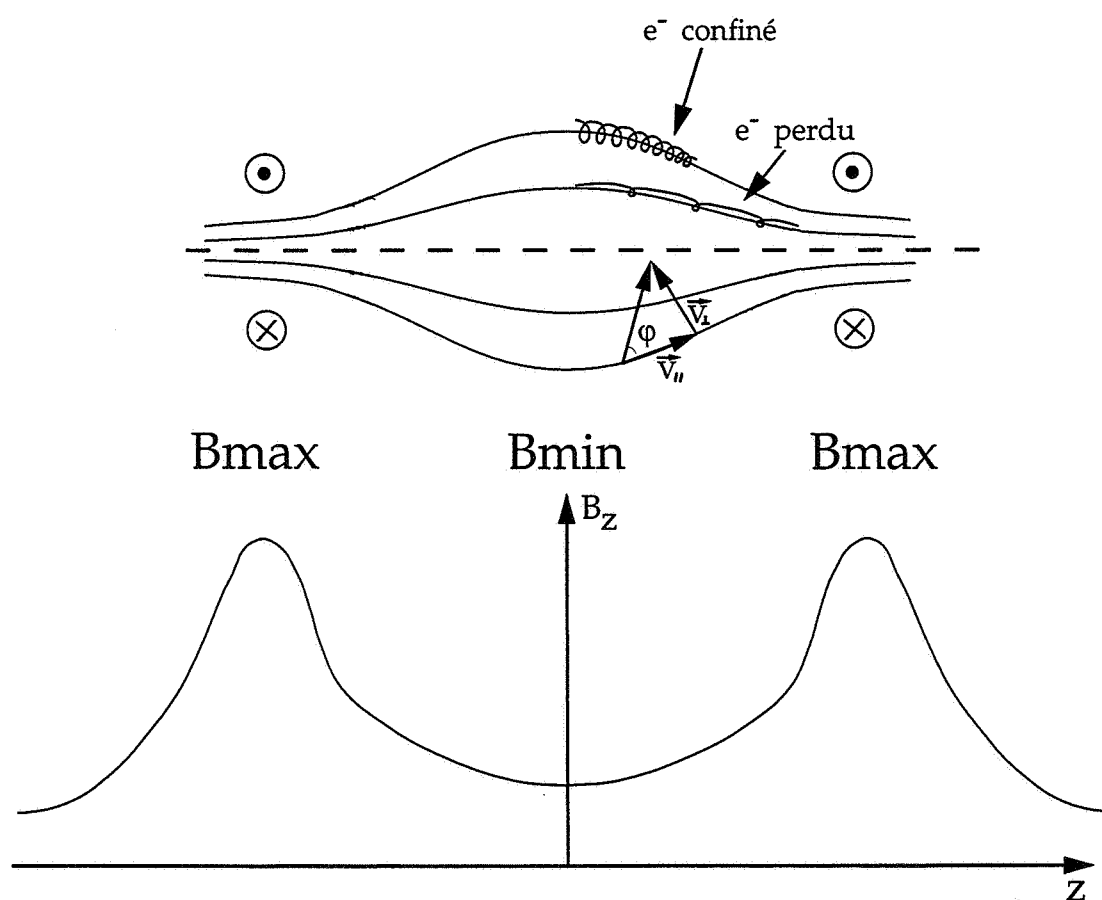


Figure II.9 : Structure magnétique d'une source RCE aussi appelée "bouteille magnétique"

$$F_{//} = -\mu \frac{\partial B}{\partial s} \quad (\text{II.52})$$

(s est l'abscisse curviligne)

Cela signifie que la pénétration d'un électron dans un champ magnétique croissant va transformer son énergie longitudinale en énergie transversale. Lorsque le transfert est complet, pour un champ B_{refl} , la composante parallèle de la vitesse s'annule et l'électron est réfléchi. Donc une région à champ B croissant constitue un miroir magnétique. On nomme alors rapport miroir la quantité :

$$R = \frac{B_{\text{max}}}{B_{\text{min}}} \quad (\text{II.53})$$

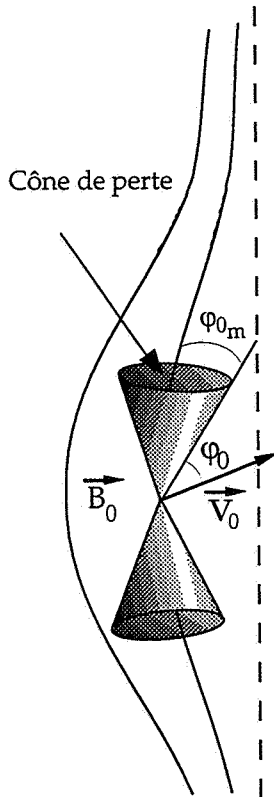


Figure II.10 : Cône de perte d'un électron du plasma

Deux cas sont représentés sur la figure II.9. Le premier correspond bien à une réflexion de l'électron, le second à sa perte hors de la structure magnétique. En fait, dépendant du vecteur vitesse initiale, on est amené à définir un cône appelé "cône de perte" [LIC-73] (figure II.10). Les électrons dont la vitesse initiale est comprise à l'intérieur de ce cône seront perdus. Faisons un calcul simple afin de déterminer l'angle maximum de ce cône.

Soit à la côte z_0 , un électron de vitesse initiale v_0 et plongé dans un champ B_0 . Nous allons utiliser l'invariance du moment magnétique orbital μ et la conservation de l'énergie dont les expressions sont les suivantes :

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} \quad (\text{II.54})$$

$$E = \frac{1}{2}mv^2 \quad (\text{II.55})$$

L'électron a initialement un moment magnétique μ_0 et une énergie E_0 :

$$\mu_0 = \frac{mv_{0\perp}^2}{2 \cdot B} \quad (\text{II.56})$$

$$E_0 = \frac{1}{2}mv_0^2 \quad (\text{II.57})$$

Le moment magnétique est constant :

$$\mu = \mu_0 = \text{cste} \quad (\text{II.58})$$

En exprimant la composante perpendiculaire de la vitesse initiale :

$$v_{\perp} = v \sin \varphi \quad (\text{II.59})$$

On obtient l'égalité suivante

$$\frac{\sin^2 \varphi_0}{B_0} = \frac{\sin^2 \varphi}{B} \quad (\text{II.60})$$

La condition de réflexion existe pour un angle $\varphi = \pi / 2$:

$$\sin \varphi_{0\text{max}} = \sqrt{\frac{B_0}{B_{\text{max}}}} = \sqrt{\frac{B_{\text{min}}}{B_{\text{max}}}} = \frac{1}{\sqrt{R}} \quad (\text{II.61})$$

Le champ radial (figures II.11), quant à lui, permet de confiner radialement les électrons et de créer des surfaces d'isomodule dont une est la zone R.C.E.. En empêchant les électrons de fuir, il stabilise la source. Ce champ a un minimum pour $r = 0$ et croît radialement très rapidement. Son intensité doit être, au moins, du même ordre de grandeur que celui du champ résonnant. Il est en général créé par un hexapôle ou octupôle. La figure II.12 représente un hexapôle et l'étoile [MEL-92] qui forme une surface par où les électrons et ions du plasma peuvent s'échapper. L'octupôle forme une étoile à quatre branches.

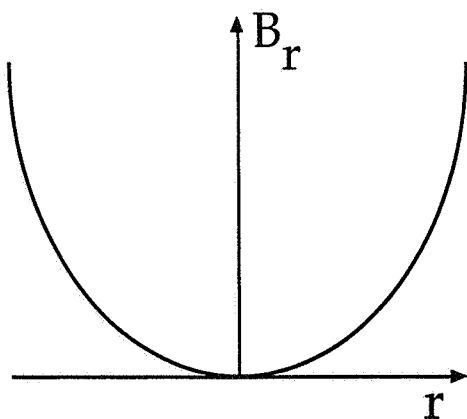


Figure II.11 : Allure du champ magnétique radial formé par l'hexapôle

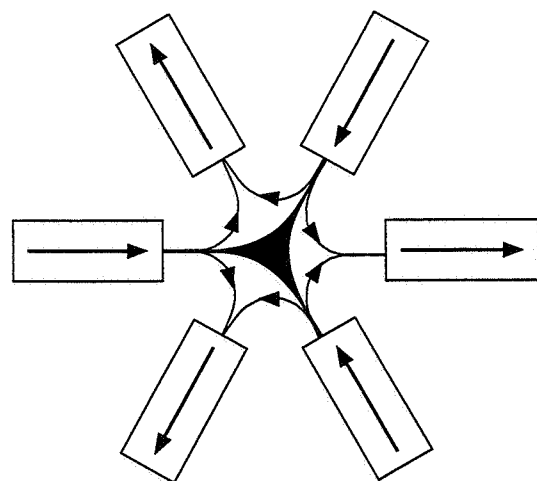


Figure II.12 : Positionnement des aimants pour former un hexapôle et le triangle à l'intérieur duquel les électrons et ions du plasma peuvent fuir

II.5.2 LE CHAUFFAGE DES ÉLECTRONS

L'ionisation d'un atome nécessite des électrons possédant des énergies supérieures au potentiel d'ionisation. Par exemple, pour arracher le huitième électron du Kr, il faudra au minimum une énergie de 133 eV. On peut, au premier ordre, considérer que la distribution de température des électrons est la résultante de la convolution de deux distributions maxwelliennes : une très large correspondant aux électrons peu énergétiques et une plus étroite correspondant aux électrons énergétiques. L'énergie moyenne des électrons mesurée expérimentalement est d'environ de quelques dizaines d'eV [BAR-91, KLE-96]. C'est dans la queue de la distribution que l'on trouvera des électrons d'énergie de l'ordre de plusieurs centaines de keV pouvant ioniser les couches profondes des atomes.

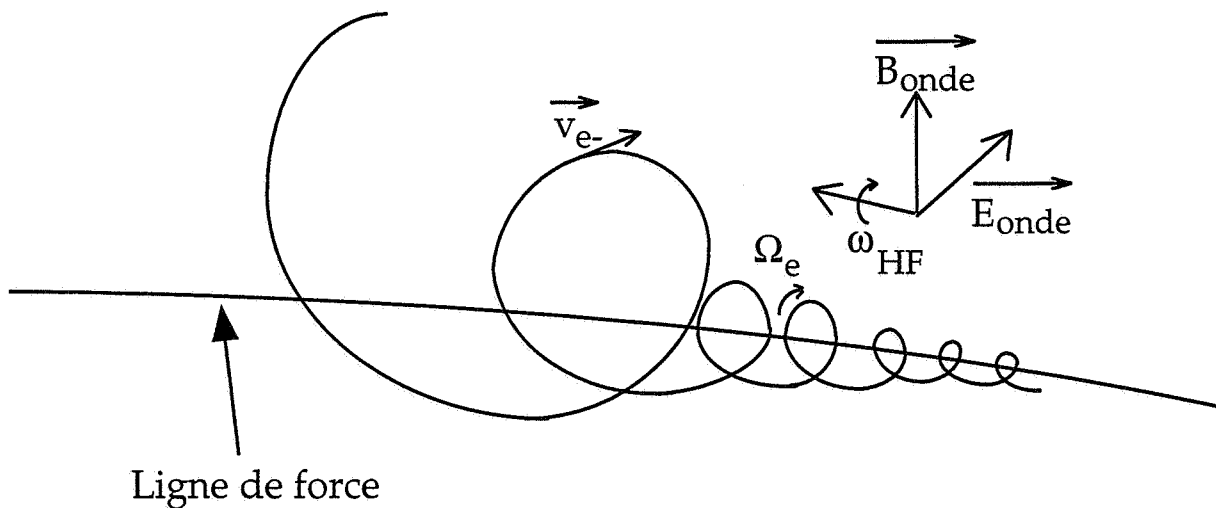


Figure II.13 : Principe de gain d'énergie par un électron du plasma

Le chauffage des électrons est dû à une onde haute fréquence de quelques dizaines à plusieurs centaines de W de puissance. Appelons Ω_e la pulsation gyromagnétique de l'électron. La première condition pour que l'électron gagne de l'énergie est que sa pulsation gyromagnétique $\Omega_e(z)$ soit égale à la pulsation de l'onde ω_{HF} . La seconde condition concerne la phase ou l'angle entre le champ \vec{E} et la vitesse \vec{v} de l'électron. Dépendant de cette phase, qui est aléatoire, l'électron gagne ou perd de l'énergie tout en modifiant son rayon de giration car sa vitesse se modifie (figure II.13). Comme l'électron est confiné dans un miroir magnétique, il passera de multiples fois à travers la zone RCE mais globalement il gagne de l'énergie de façon stochastique [GEL-82, JAE-72, LIE-73]. On définit dans ces conditions la valeur du champ résonnant B_{res} :

$$B_{res} = \frac{m_e \Omega_e}{e} \quad (II.62)$$

II.5.3 L'IONISATION DES ATOMES

De nombreux processus collisionnels interviennent pour ioniser un ion, leurs effets peuvent être constructifs (ionisation) ou destructifs (recombinaison). Pendant le temps où l'ion est

confiné dans le plasma et plus particulièrement dans la zone R.C.E., l'ionisation se fait pas à pas. Parmi les processus suivants seul l'ionisation simple (pas à pas) et l'échange de charge entre un neutre et un ion ont des sections efficaces [LOT-68, MUE-80] suffisamment importantes pour jouer un rôle prépondérant :

- ionisation pas à pas : $X^q \Rightarrow X^{q+1}$
- ionisation multiple : $X^q \Rightarrow X^{q+n}$
- échange de charge entre un neutre et l'ion : $X^{q+1} \Rightarrow X^q$
- échange de charge multiple : $X^{q+n} \Rightarrow X^q$
- recombinaison radiative : $X^{q+1} + e^- \Rightarrow X^q$

La simulation d'un plasma d'une source RCE et des différents processus d'ionisation des ions n'est pas aisée de part le nombre important de paramètres (densité électronique, température ionique et électronique, couplage de la puissance HF avec le plasma etc...) et les couplages existants les uns avec les autres. [WU-97]. Malgré toutes ces difficultés, des résultats sont issus de codes de simulation comme la limitation de la puissance HF [GIR-97] que peut consommer un plasma ou les distributions d'état de charge [SHI-93, SOR-95]. Mais ces quelques succès ne doivent pas nous faire oublier l'extrême difficulté d'une maîtrise totale de tous les paramètres d'une source R.C.E..

II.5.4 LES SYSTÈMES D'EXTRACTION

Les systèmes d'extraction [KEL-90, LER-96, SEP-80] sont électrostatiques et composés d'une électrode positionnée entre la valeur B_{res} et B_{max} (à l'extraction) appelée électrode plasma et d'une ou d'un système d'électrodes multiples. Le corps de la source par conséquent l'électrode plasma sont portés à un potentiel de plusieurs kV. Dans le cas d'une extraction monogap, l'électrode d'extraction est à la masse. Le seul réglage pour adapter l'extraction au ménisque du plasma sur le trou de l'électrode plasma est alors la variation du gap inter-électrode. Lorsqu'on utilise une extraction multiélectrode, elles sont portées à des potentiels de quelques centaines de volt ce qui permet une meilleure adaptation de l'extraction aux conditions variables du plasma sur le trou de l'électrode plasma. Dans ce cas, la dernière électrode est à la masse. Seuls les ions diffusant le long des lignes de champ et se présentant à la surface du trou d'extraction sont extraits.

II.5.5 OPTIQUE DE FAISCEAU : L'ÉMITTANCE

Les caractéristiques d'un faisceau se trouvent implicitement contenues dans son émittance ϵ [HAG-87] et sa brillance B . On s'intéressera plus particulièrement aux figures d'émittances ainsi qu'à leurs valeurs.

Soit un système d'axes orthogonaux dont l'un est parallèle à l'axe faisceau et les deux autres perpendiculaires. A une côte z déterminée, chaque particule est caractérisée dans l'espace des phases par ses deux vecteurs position et impulsion (x, y, z, p_x, p_y, p_z). La situation de l'ensemble des particules dans cet espace à six dimensions à un instant donné représente une figure appelée émittance, elle est représentée par une hyperellipsoïde. Nous nous intéresserons seulement à l'émittance horizontale qui comporte seulement deux coordonnées : x et p_x souvent utilisées sous la forme x et x' où

$$x' = \frac{p_x}{p_z} = \tan \alpha_x \approx \alpha_x \quad (\text{II.63})$$

La dernière équivalence de l'équation II.63 est justifiée car l'angle α_x est de l'ordre du milliè-
me de radian.

La figure d'émittance est une ellipse permettant de connaître la convergence du faisceau. Il
existe trois cas (figure II.14) selon la pente du grand axe principal de l'ellipse:

- la pente est positive \Rightarrow faisceau divergent
- la pente est nulle \Rightarrow faisceau parallèle
- la pente négative \Rightarrow faisceau convergent

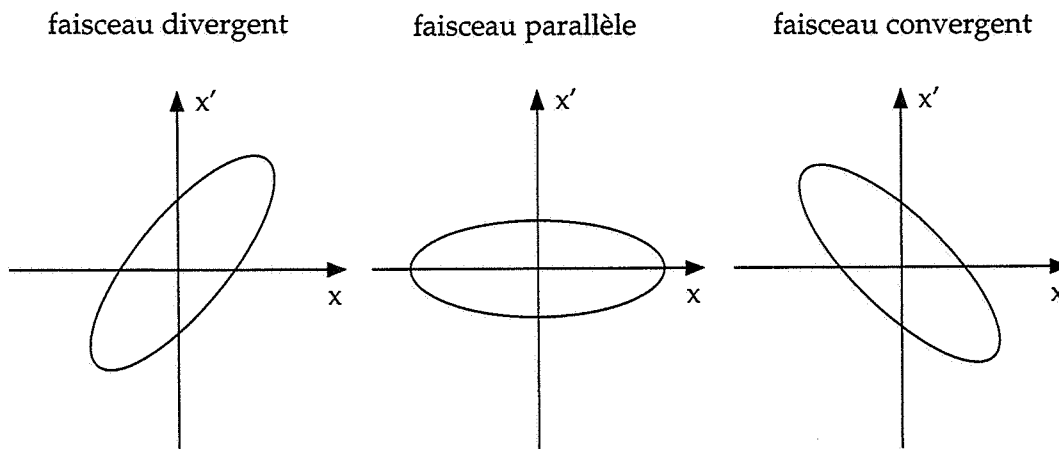


Figure II.14 : Forme de l'émittance d'un faisceau dans l'espace (x, x') selon sa convergence

Les émittances suivent le théorème de Liouville qui s'exprime ainsi :

"Le mouvement d'un groupe de particules, soumis à des forces conservatives, est tel que sa densité locale, dans l'espace à six dimensions, reste toujours constante."

Les émittances présentées au chapitre III sont calculées à partir de la méthode "RMS" "Root Mean Square". Le calcul est effectué à l'aide de la relation :

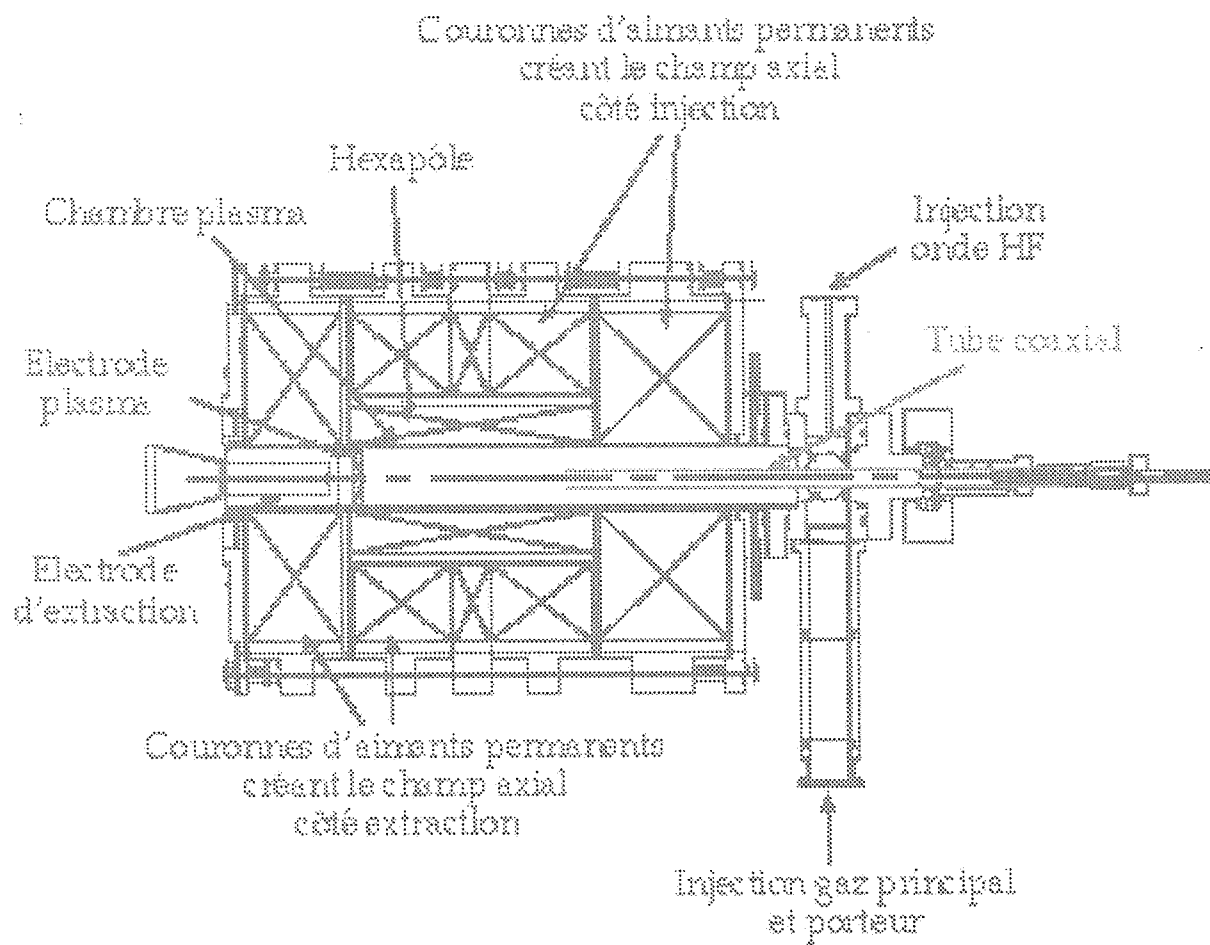
$$\varepsilon_{\text{rms}} = 4 \left(\overline{x^2 x'^2} - \overline{xx'}^2 \right) \quad (\text{II.64})$$

Une émittance s'exprime en $\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$. L'émittance "RMS" tend à être égale à une émittance appelée émittance géométrique. Cette dernière correspond à l'aire d'une ellipse (a.b) divisée par π . a et b sont les longueurs du grand et du petit axe de l'ellipse respectivement.

Il est très important de mesurer les émittances de la source d'ions car le cyclotron CIME accepte seulement un faisceau dont la valeur des émittances horizontales et verticales est égale ou inférieure à $80 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$. Des mesures ont été réalisées pour la source NANOGAN II. Nous en détaillerons les conditions de mesure et les résultats dans le chapitre III.

Chapitre III

Résultats expérimentaux "Hors ligne"



III.1 LES CIBLES DE CARBONE

Au chapitre précédent, nous avons vu les raisons pour lesquelles nous avons choisi le carbone comme matériau composant les cibles et la géométrie conique pour leur forme. Le carbone utilisé est sous forme graphite. Il possède de meilleures propriétés de diffusion que le carbone pyrolithique [LEC-97b] ou vitreux. Nous avons utilisé, pour nos expériences, deux espèces de carbone différentes seulement par la taille des grains de 4 μm (grade PT2318) et 15 μm (grade PT2120) respectivement mais de porosités ouvertes semblables et égales à 8%. La taille des grains spécifiée correspond à la dimension de chaque trou du tamis servant à sélectionner les grains composant le carbone. Il y donc des grains de diamètre plus faible. Dans la suite, nous ne tiendrons pas compte de cette erreur et nous prendrons la taille spécifiée par le fabricant. Le carbone est fourni sous forme de blocs par la société Carbone Lorraine [LOR-95]. Les cibles utilisées dans les expériences que nous décrirons dans ce chapitre ont été usinées et testées par le groupe de R&D de l'IPN d'Orsay: J. Obert et al.. Deux chauffages ont été développés pour maintenir la cible à une température avoisinant les 2300 K. Deux types de cibles ont été fabriquées pour les expériences en SIRa. La première est composée de 25 lamelles d'épaisseur 0.7 mm, espacées de 1.3 mm. L'angle total du cône est de 20° dont 23 lamelles dans le cône. Un volant à l'avant composé de 3 branches permet de chauffer la cible par l'axe. La taille des grains de carbone la composant vaut 15 μm . Une deuxième cible de 33 lamelles et dont le cône faisait un angle total de 20° a été utilisée pour la production des Ar riches en neutrons. Elle était faite de carbone PT2318 dont les grains ont un diamètre de 4 μm . Le chauffage est un four externe.

Nous allons expliciter les deux types de chauffage utilisés pour nos expériences avec le séparateur SIRa. Ce chauffage ne sera, normalement, plus nécessaire avec la cible de SPIRAL car la puissance apportée par le faisceau devrait être largement suffisante pour amener la cible à une température supérieure à 2400 K.

III.1.1 LE CHAUFFAGE DES CIBLES

Les expériences sur le séparateur SIRa ont pour objectif, entre autre, de mesurer le taux de production de l'élément radioactif recherché ainsi que d'extraire les coefficients d'Arrhenius de l'élément radioactif diffusant à l'intérieur de la matrice de carbone. La température est un paramètre critique pour la diffusion. Le chauffage des cibles est très dépendant de sa taille et de la puissance apportée par le faisceau pour la maintenir à une température élevée.

La puissance disponible à terme pour SPIRAL est de 6 kW. Celle disponible sur SIRa est limitée à 400 W. Pour dissiper 6 kW, il est nécessaire d'avoir une cible de taille importante et d'une géométrie spécifique. Elle ne peut être testée pour 400 W car, d'une part, cette puissance ne permet pas de la chauffer à 2400 K et d'autre part la puissance ohmique du chauffage nécessaire serait trop importante pour atteindre cette température. Une cible optimisée pour atteindre 2400 K avec 400 W incident ne ferait que quelques millimètres de diamètre et serait un bloc de graphite. Cette cible ne permettrait pas de tester la géométrie de la cible choisie pour SPIRAL. Le choix s'est porté sur une solution intermédiaire : une cible ayant la géométrie de celle de SPIRAL (conique et à lamelles) et nécessitant une puissance de chauffage d'environ 2000 W en plus de la puissance du faisceau primaire pour atteindre 2400 K.

A 400 W, il faut donc apporter la puissance manquante pour atteindre 2400 K à l'aide

d'un chauffage ohmique soit pour cette cible environ 2000 W. Comme la puissance du faisceau, nécessaire lors de nos expériences n'est pas toujours de 400 W mais beaucoup moins selon le type d'expérience, ce chauffage doit avoir la capacité de chauffer la cible sans faisceau primaire afin de maintenir une température constante pour une gamme de puissance du faisceau primaire allant de quelques W à 400 W. La résistivité de la cible était de $\approx 69 \text{ m}\Omega$ pour des températures supérieures à 1000 K, ceci implique une alimentation capable de délivrer un courant de $\approx 200 \text{ A}$ à une tension de $\approx 14 \text{ V}$ soit 2760 W de capacité de chauffage. Le cas $\approx 0 \text{ W}$ de puissance apportée par le faisceau primaire a été réalisé lors d'une expérience où par implantation d'un faisceau secondaire d' ^{35}Ar à 95 A.MeV ($\approx 0.5 \text{ W}$), on a réussi à mesurer les coefficients d'Arrhenius. Cette méthode et les résultats seront expliqués dans le chapitre IV. Sans la présence d'un chauffage ohmique, cette expérience n'aurait pas été possible.

Les courbes de chauffage que nous montrerons et les tests des cibles ont été réalisés à l'IPN d'Orsay en collaboration avec O. Bajeat [BAJ-97]. Nous allons donc décrire les deux types de chauffage.

III.1.1.1 LE CHAUFFAGE PAR L'AXE

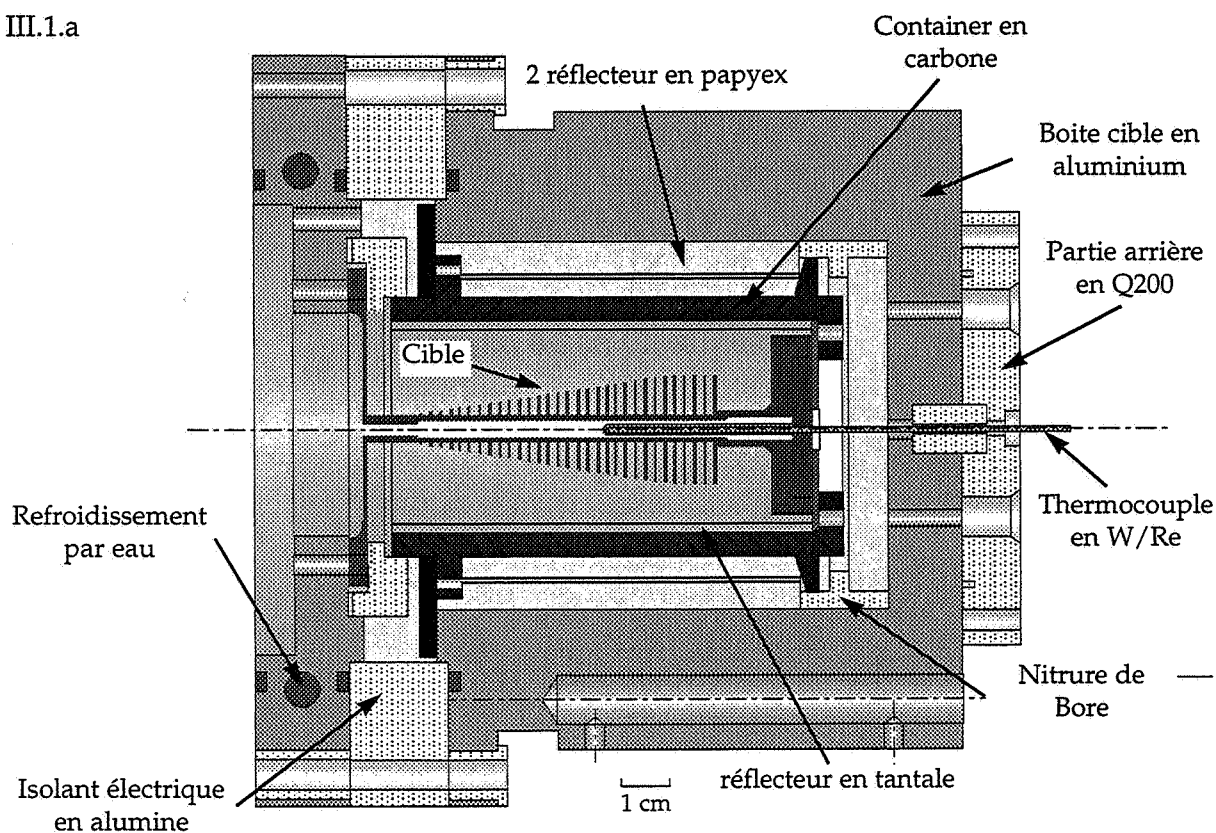
Une première méthode consiste à faire passer le courant par l'axe de la cible. Celle-ci est entourée de réflecteurs pour récupérer la perte de puissance par rayonnement (figure III.1.a). Ce système comporte deux défauts majeurs :

- il existe un gradient de température radial important qui a pour conséquence une dégradation de l'homogénéité radiale de la température dans la cible. Les extrémités des lamelles sont plus froides de $\approx 200 \text{ K}$ (figure III.1.b) par rapport à celles proches de l'axe. Il est important que le gradient radial de température, dans la zone d'arrêt des atomes radioactifs, soit le plus faible possible afin que les atomes radioactifs produits diffusent avec la même efficacité de diffusion. Celle-ci dépend drastiquement de la température.
- l'axe est fortement fragilisée en raison d'une importante évaporation de carbone car c'est le long du passage du courant que la température est la plus importante. C'est pourquoi le faisceau est réalisé de façon à tourner autour de l'axe. Ainsi il évite de le toucher en ne déposant qu'un minimum d'énergie.

Les désavantages cités ci-dessus sont renforcés du fait que le dépôt d'énergie du faisceau est sur quelques lamelles augmentant la température sur l'axe et le gradient radial de la distribution de température.

Grâce à cette méthode de chauffage, il est possible de suivre l'usure de la cible via la valeur de sa résistance. Celle-ci est mesurée à partir des valeurs de tension et de courant délivrées par l'alimentation du chauffage. En fonctionnement normal, une augmentation progressive de la résistance de la cible est le signe d'une rupture prochaine. Un autre avantage de l'utilisation de la résistance est la connaissance, à partir de cette variable, de la température de la cible. La résistivité dépend directement de la température. Un étalonnage précis, au préalable, sur un banc de mesures permettra de connaître la température de la cible à tout instant. Ceci évitera l'utilisation de capteurs thermiques (thermocouples, pyromètre) qui sont fragiles par rapport aux rayonnements issus de la cible.

III.1.a



III.1.b

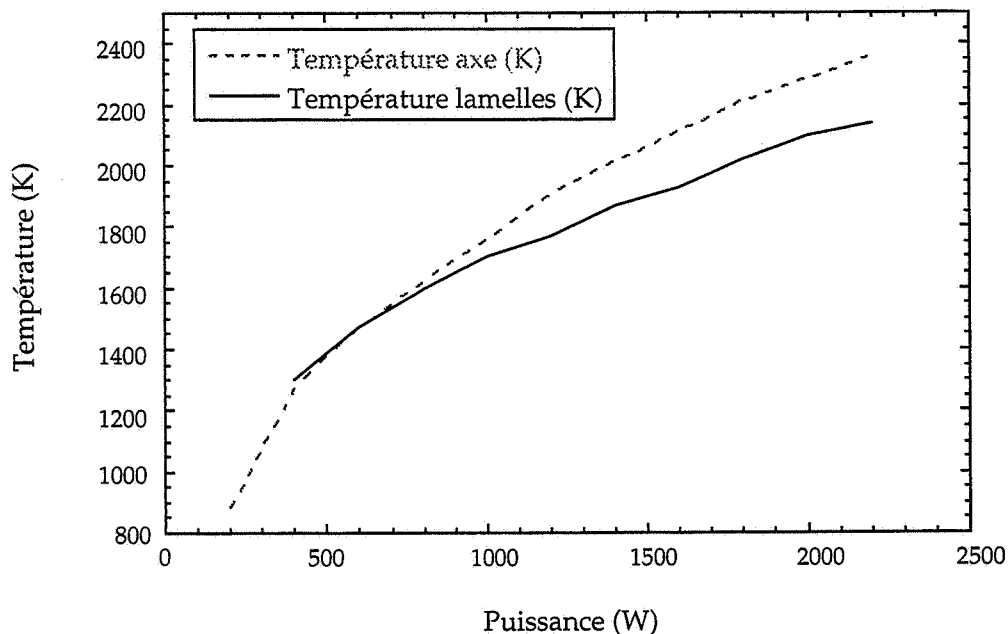


Figure III.1 : Boîte cible et cible de carbone chauffée par l'axe (a). Courbes de la température de la cible en fonction de la puissance du chauffage ohmique (b)

Cette méthode a prouvé son efficacité dans plusieurs expériences à SIRa mais elle a aussi montré ses limites car par deux fois l'axe a rompu. Ne pouvant plus chauffer la cible, la température a décri rapidement ce qui a eu pour conséquence une chute de l'efficacité de diffusion et donc une baisse significative du taux de production.

III.1.1.2 LE CHAUFFAGE EXTERNE

Le chauffage externe est matérialisé par une résistance en carbone entourant complètement la cible et traversée par un courant ohmique (figure III.2.a). C'est un cylindre de carbone strié. Ces stries augmentent la résistance du four sans modifier les dimensions du chauffage, apportant un surcroît de puissance pour atteindre la température de 2400 K. La cible est ainsi chauffée par rayonnement. Des réflecteurs (en général trois en papyex) entourent la résistance de chauffage pour amoindrir les pertes de puissance.

A l'équilibre, la puissance ohmique apportée par l'alimentation se répartit entre différents processus :

- le chauffage de la cible
- les échanges de chaleur entre les réflecteurs
- les échanges de chaleur entre l'enceinte cible à température ambiante et les réflecteurs
- les pertes dues au contact de la zone arrière de la cible avec le container
- le rayonnement de la partie conique vers la fenêtre d'entrée en Ta.

Cet équilibre se traduit par l'égalité suivante :

$$RI^2 = S\sigma\epsilon_{\text{appa}}(T_{\text{chauf}}^4 - T_{\text{réflect1}}^4) + \text{pertes} \quad (\text{III.1})$$

$$S\sigma\epsilon_{\text{appa}}(T_{\text{chauf}}^4 - T_{\text{réflect1}}^4) = Q_{\text{chauf}/\text{réflect1}} = Q_{\text{réflect1}/\text{réflect2}} = Q_{\text{réflect2}/\text{cont}} = Q_{\text{cont}/\text{enceinte}}$$

où

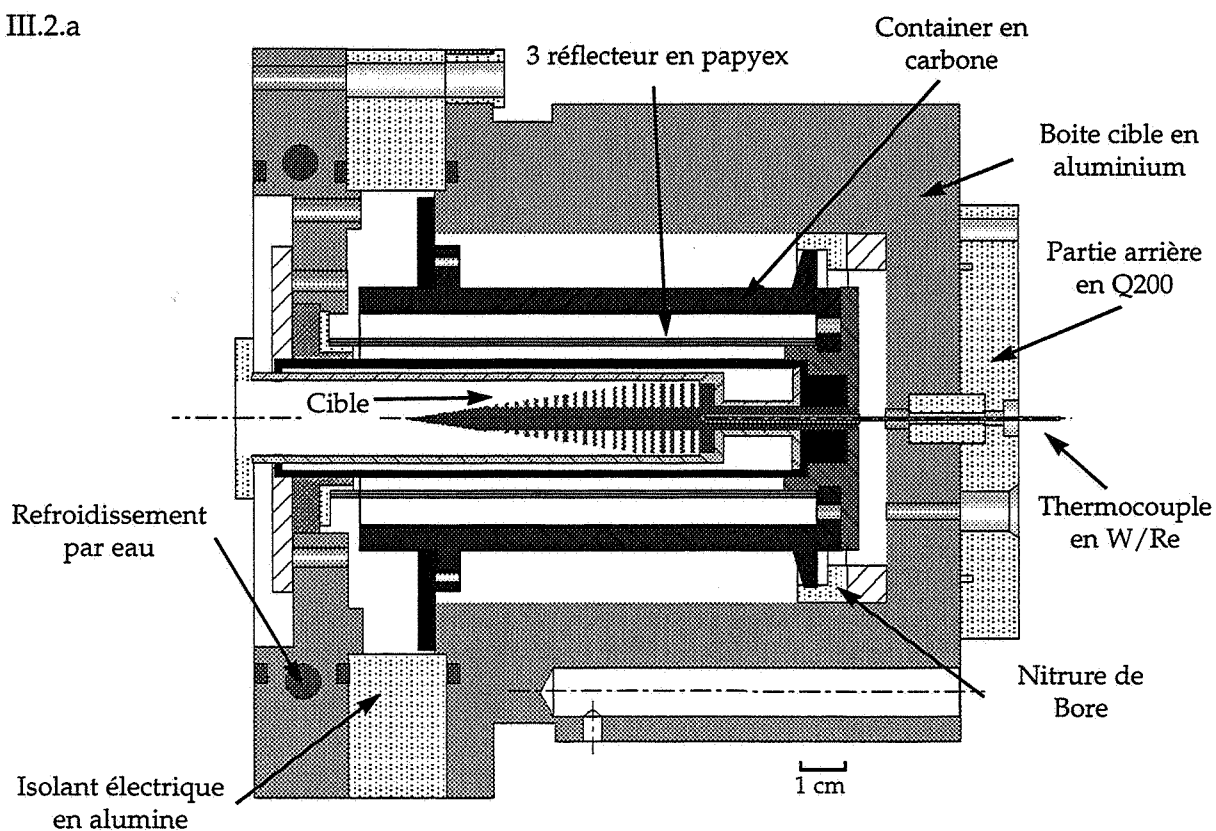
- RI^2 représente la puissance (en W) apportée par l'alimentation
- le premier terme à droite de l'égalité est la puissance rayonnée par la résistance
- les termes $Q_{x/y}$ sont des termes d'échanges de chaleur entre x et y
- le terme de "pertes" regroupe les pertes par conduction dues au contact de la cible à l'arrière avec le cube cible et les pertes du rayonnement émis par le cône de la cible vers la fenêtre d'entrée en Ta.

Ce type de chauffage possède deux avantages indéniables:

- comme le montre la figure III.2.b, les lamelles sont à la même température que l'axe et ceci à puissance égale. Radialement, le gradient de température est très faible et sera dû seulement au faisceau lors de l'irradiation de la cible
- la cible n'est plus fragilisée par le passage d'un courant ohmique le long de son axe, le risque de rupture est minimisé par rapport au cas précédent. Et quand bien même il se romprait, il est toujours possible de maintenir une température plus importante que dans le cas du chauffage par l'axe donc une meilleure efficacité de diffusion.

Le désavantage de cette méthode est la création d'une zone chaude dans la résistance de chauffage due à l'énergie déposée sur quelques lamelles par le faisceau primaire. On doit renforcer cette zone de telle façon que sa température soit suffisamment éloignée de la tempéra-

III.2.a



III.2.b

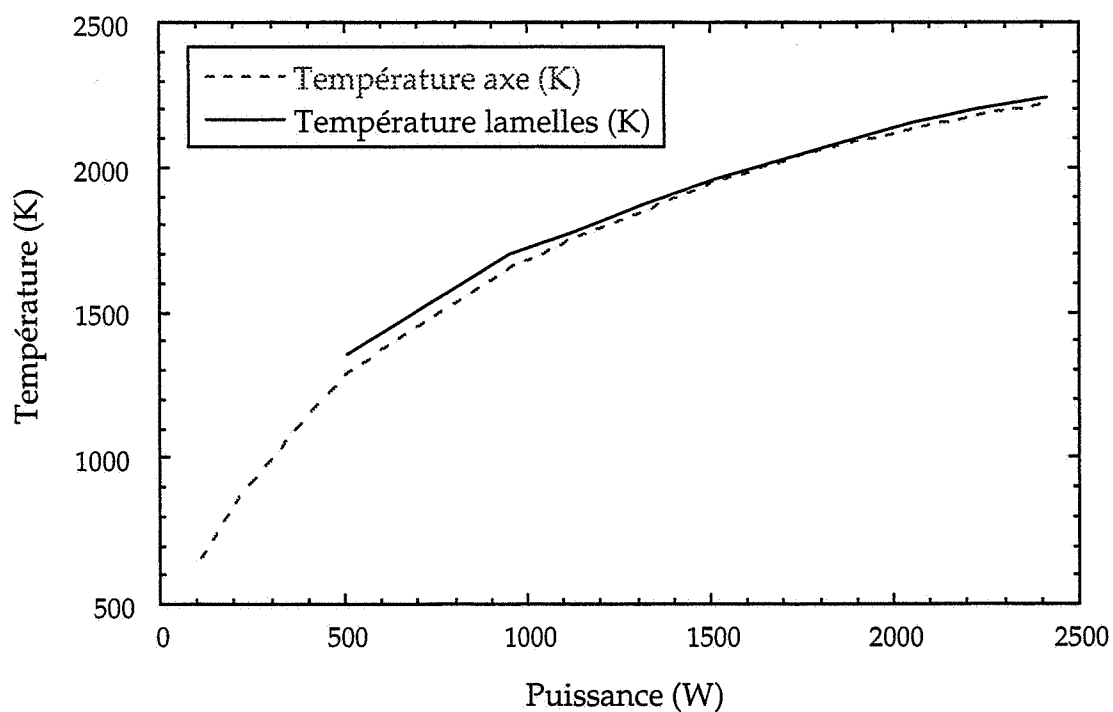


Figure III.2 : Boîte cible et cible de carbone chauffée par un chauffage externe (a). Courbes de la température de la cible en fonction de la puissance du chauffage ohmique (b)

ture de sublimation du carbone. Le chauffage étant un tube de carbone strié afin d'augmenter sa résistance, les stries seront plus espacées à l'endroit de la zone chaude. L'augmentation de l'épaisseur de ce cylindre lui apportera aussi une longévité plus importante tant que l'on reste dans des puissances de chauffage raisonnables.

Le chauffage par l'axe est simple à réaliser mais une brisure de l'axe met fin irrémédiablement à certaines expériences (type diffusion) et entraîne une diminution importante du taux de production (plusieurs ordres de grandeur). Le chauffage externe est une solution attirante car on obtient un plus faible gradient de température radiale.

La maîtrise de la température de la cible, à l'aide d'un chauffage ohmique, permet de garder une efficacité de diffusion optimale pour les éléments radioactifs.

III.2 LE SYSTÈME DE TRANSFERT

L'ensemble cible-source NANOGAN II comporte un tube appelé "tube transfert" qui relie la cible et la source permettant ainsi aux atomes de migrer de la zone de production à la zone d'ionisation. Ce tube est non chauffé puisque dans la phase I de SPIRAL, seuls les éléments gazeux radioactifs seront produits. Les gaz rares réagissent faiblement et ne sont donc pas piégés dans le tube au contraire des éléments condensables tels que les halogènes, métaux etc... Il joue donc le rôle d'un filtre captant au fur et à mesure tous les éléments non gazeux. Le phénomène physique lié au mouvement de ces particules est l'effusion (chapitre II.4).

III.3.a : ancien

III.3.b : nouveau

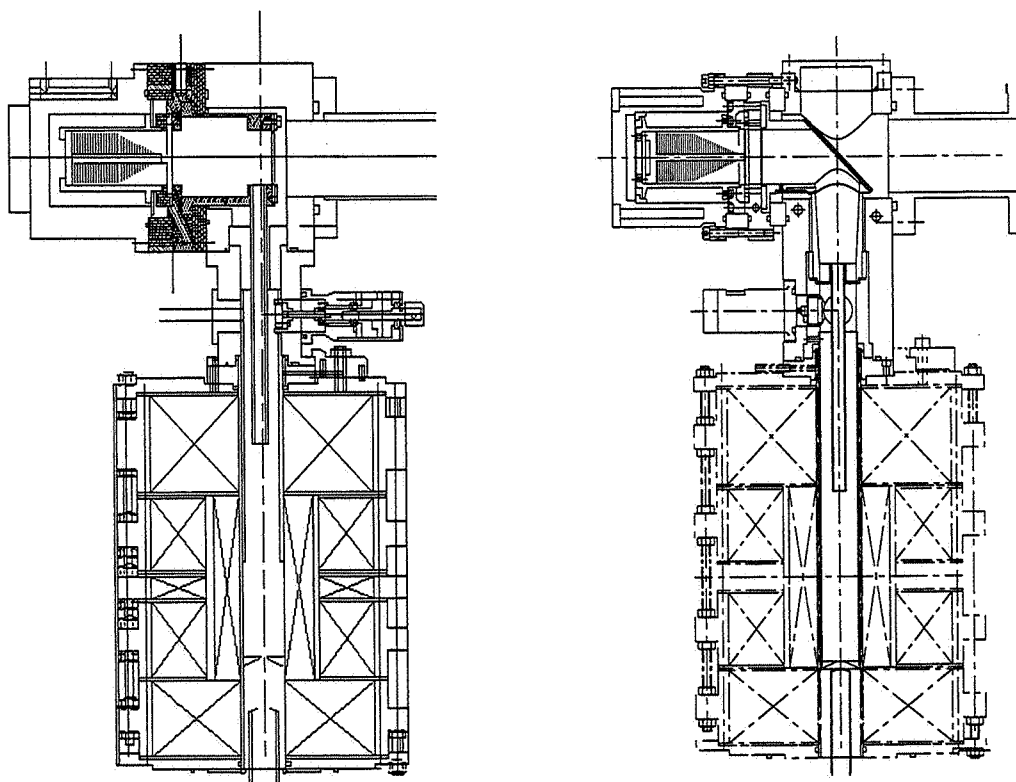


Figure III.3 : Comparaison entre l'ancien système de transfert des atomes radioactifs et le nouveau qui ne sera utilisé que lors du démarrage de SPIRAL.

Ce tube ainsi que la surface entre la cible et l'entrée du tube est une limitation pour les éléments radioactifs à court temps de vie (typiquement pour $T_{1/2} \leq 20$ ms). La perte par décroissance radioactive devient alors dominante et comme en général ils sont produits avec des sections efficaces très faibles car loin de la vallée de stabilité, il est important de minimiser ces temps d'effusion.

Dans ce but, un nouveau système de transfert a été mis au point afin de diminuer ce temps de transit entre la cible et la source. La figure III.3 montre l'importance de la géométrie. Dans le cas (a), le volume d'effusion est grand et les atomes n'ont pas de direction privilégiée. Le rapport des surfaces entre la boîte porte cible et le trou du tube transfert est de $\approx 10^{-4}$.

Le nouveau système (b) présente un volume plus faible. De plus la fenêtre traversée par le faisceau est à 45° pour diriger préférentiellement les atomes qui diffusent vers la source. Le rapport entre la surface de la boîte porte cible et la sortie vers la source a augmenté d'un facteur 30 soit $\approx 3 \cdot 10^{-3}$.

Des calculs réalisés par P. Bertrand [BER-97 b] ont permis d'aboutir à ce nouveau système de transfert. Ce nouveau système sera utilisé lors d'un test en ligne sur le séparateur SIRa en Décembre 1998 puis installé sur SPIRAL.

Nous allons maintenant présenter la source NANOGAN II qui est la source destinée à l'ionisation des atomes radioactifs.

III.3 INTÉRÊTS DE NANOGAN II POUR IONISER LES ATOMES RADIOACTIFS

Pour le démarrage du projet SPIRAL, seuls les faisceaux radioactifs minimisant les difficultés de production (efficacité d'ionisation, stabilité du faisceau, souplesse du réglage, temps d'utilisation sans intervention) ont été choisis. C'est pour cette raison que SPIRAL produira et accélérera des ions radioactifs gazeux.

Le diagramme de fonctionnement du cyclotron CIME (figure I.8) montre que l'accélération d'un ion radioactif avec une énergie de l'ordre de la dizaine de A.MeV nécessite un état de charge élevée : 12.5 A.MeV pour le $^{74}\text{Kr}^{16+}$ ($Q/M \approx 0.22$). Une source multichargée créant des ions fortement ionisés répond bien à cette demande. C'est une des raisons qui nous a poussé à choisir une source de type R.C.E. En effet, l'énergie du faisceau d'ions accéléré dépend du Q/M par la formule :

$$W = K \left(\frac{Q}{M} \right)^2 \quad (\text{III.2})$$

où K (MeV/A) est un paramètre du cyclotron ($K \approx 265$ pour CIME) et W l'énergie en MeV/A. Le cahier des charges du cyclotron CIME (issu des demandes des utilisateurs du GANIL) requiert une énergie comprise entre 1.7 et 25 A.MeV. Ceci implique pour l'injection dans le cyclotron des Q/M variant entre 0.1 et 0.6 correspondant, par exemple, à l' $^{40}\text{Ar}^{4+}$, au $^{86}\text{Kr}^{12+}$ ou au $^{129}\text{Xe}^{18+}$.

Dans ce but, la source de type R.C.E. NANOGAN II a été développée. Elle fait partie

d'une famille de source R.C.E., à aimants permanents, bien adaptée pour ioniser les gaz. Ses dimensions sont directement liées à son point de fonctionnement, à ses performances et à des contraintes de radioprotection.

Les performances, en première approximation, dépendent de l'intensité du champ magnétique utilisé. L'augmentation du champ magnétique axial, radial et du diamètre de la chambre plasma a pour conséquence la création d'ions de plus en plus multichargés. Ce gain entraîne l'augmentation de la puissance consommée par la source, une plus grande fréquence pour l'onde HF et un volume total plus important dû aux dimensions accrues des aimants. Les spectres en fréquence de trois sources de cette famille : NANOGAN(0.74 T), NANOGAN II (0.88 T) et SUPERNANOGAN (1.05 T), sont représentés sur la figure III.4. Les chiffres (ci-dessus) entre parenthèses indiquent la valeur du champ magnétique axial à l'injection. L'accroissement du champ magnétique entraîne un gain sur la fréquence et

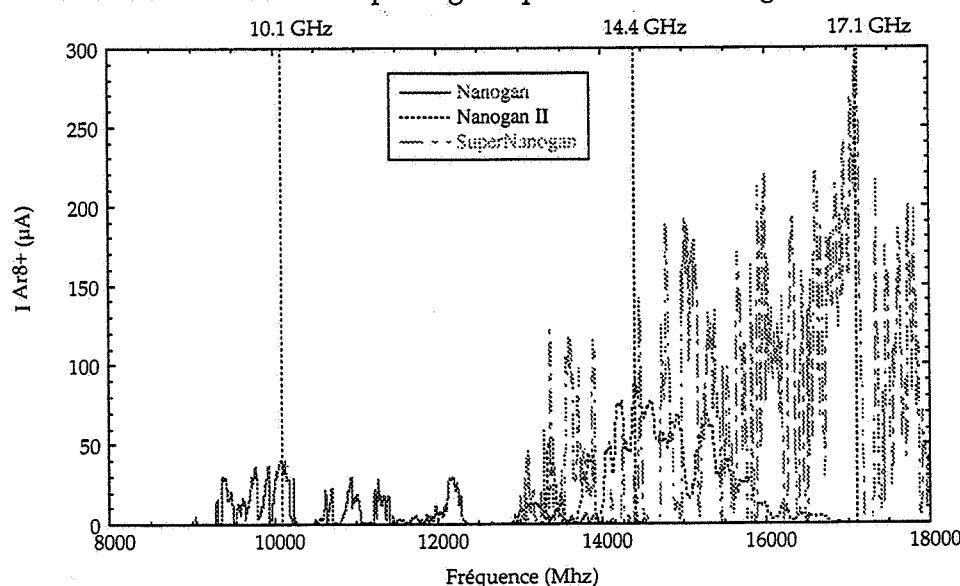


Figure III.4 : Spectre en fréquence de l'intensité du faisceau d' $^{40}\text{Ar}^{8+}$ pour trois sources R.C.E. : NANOGAN, NANOGAN II et SUPERNANOGAN.

le courant : 50 μA pour la source NANOGAN, 90 μA pour NANOGAN II et 300 μA pour SUPERNANOGAN dans le cas de $^{40}\text{Ar}^{8+}$. De même un gain est observé pour les états de charge maximal, l'état de charge moyen augmente. Ainsi des états de charge tel $^{40}\text{Ar}^{14+}$ pourront être vus et mesurés sur SUPERNANOGAN alors qu'on ne peut pas les mesurer pour la source NANOGAN. Pourquoi ne pas prendre alors la source SUPERNANOGAN?

La survie de tous les éléments se trouvant dans la casemate va être dépendante de leur irradiation par le fort taux de rayonnement gamma, bêta et surtout neutronique. En outre, pour faciliter le déplacement automatisé de la source après irradiation, une source compacte et légère est requise. D'autre part, la dimension totale de l'ensemble cible-source (dont en grande partie celle de la source) détermine la taille du container en plomb pour stocker l'ensemble cible-source après utilisation. Le coût du container variant très rapidement avec une petite augmentation de son volume, il devra être de faibles dimensions. Cette dernière contrainte est incompatible avec l'utilisation de bobines pour la création du confinement magnétique axial de la source. De plus, les connections nécessaires au refroidissement et à l'alimentation des bobines rendent plus complexes le déplacement et l'utilisation de l'ensemble cible-source. Les contraintes liées au milieu très agressif de la casemate de production

ainsi que celles liées à l'obtention d'ions fortement chargés nous ont donc amené à développer la source NANOGAN II. Elle résulte d'un compromis entre ses performances d'ionisation et le volume de déchets à retraiter.

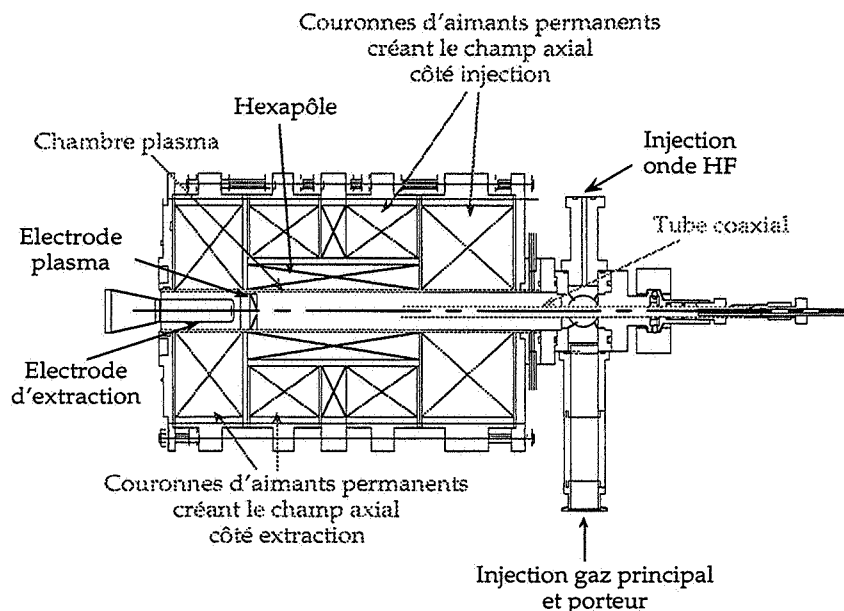


Figure III.5 : Coupe de la source R.C.E. NANOGAN II dans la configuration 14.5 Ghz qualifiée sur le banc 2 du Hall D et utilisée avec la cible de carbone sur le séparateur SIRa.

III.4 LES CARACTÉRISTIQUES TECHNIQUES DE LA SOURCE NANOGAN II

L'une des caractéristiques les plus importantes de la source NANOGAN II [MAU-97] est, sans aucun doute, l'utilisation d'aimants permanents pour l'obtention du champ magnétique axial et radial. Une coupe de la source NANOGAN II est représentée sur la figure III.5. Le tableau III-1 en résume les principales caractéristiques. Cette source, aux dimensions près, est la soeur cadette de la source NANOGAN [SOR-93] qui est l'une des premières sources à aimants permanents développées au GANIL. Durant la période couvrant les années 70 et 80, les différentes sources de par le monde comme MINIMAFIOS [GEL-85] à l'ISN; ECR1,2,3 [SOR-89] à GANIL; CP-ECR à NSL-MSU [ANT-85] etc..., utilisent des bobines pour créer le champ magnétique axial. L'utilisation d'aimants permanents a pour effet de diminuer le volume total de la source tout en conservant l'efficacité d'ionisation. Ceci implique la disparition des alimentations de puissance installées dans la plateforme haute tension ainsi que celle du refroidissement par eau des bobines. L'élimination de ces équipements ne peut qu'augmenter la fiabilité de la source dans un milieu aussi agressif que la casemate de production.

III.4.1 LE CHAMP MAGNÉTIQUE AXIAL ET RADIAL

Le confinement axial est assuré par quatre couronnes d'aimants permanents en FeNdB : deux couronnes principales à l'injection et à l'extraction dont le champ est renforcé par deux petites couronnes ajustables en position (quelques millimètres). La figure III.6 présente le profil du champ axial. Le flux magnétique créé par les quatre couronnes de la source est présenté sur la figure III.8. Les deux petites couronnes permettent un faible réglage du champ axial.

| <u>Champ axial</u> | |
|---|---------------------|
| Champ maximum à l'extraction | 0.835 T |
| Champ maximum à l'injection | 0.881 T |
| Champ minimum | 0.373 T |
| Poids des aimants en FeNdB | 60 Kg |
| Longueur du miroir | 150 mm |
| <u>Champ radial</u> | |
| hexapole | 24 aimants en FeNeB |
| <u>Dimensions et éléments composant la source</u> | |
| Ø Chambre | 36 mm |
| Ø Tube coaxial en cuivre | 10 mm |
| Ø Externe de la source | 260 mm |
| Longueur de la source | 400 mm |
| Refroidissement | eau |
| <u>Emetteur Onde Haute Fréquence</u> | |
| Domaine de Fréquence | 8 - 18 GHz |
| Fréquence optimale | 14.5 GHz |
| Puissance maximale | 200 W |
| <u>Extraction</u> | |
| Ø Trou de l'électrode plasma | 7 mm |
| Ø Trou de l'électrode d'extraction | 11 mm |
| Gap inter-électrodes | 20 -40 mm |
| Domaine de la tension source | 7 -34 kV |

Tableau III-1 : Caractéristiques techniques de la source NANOGAN II

Le rapport miroir vaut $R = 2.36$. Cette structure étant fixe, l'utilisation d'un émetteur d'onde HF à fréquence variable permet de rechercher la meilleure fréquence de fonctionnement de la source. C'est la démarche inverse des sources traditionnelles, comme ECR4, où ce n'est pas le champ qui est figé mais la fréquence de l'onde HF. Cette méthode autorise une souplesse d'utilisation et de réglages appréciable.

Le champ axial peut être modifié en déplaçant l'ensemble des couronnes de manière à avoir un point de fonctionnement autre que celui de 14.5 GHz. Sur le site du GANIL, plu-

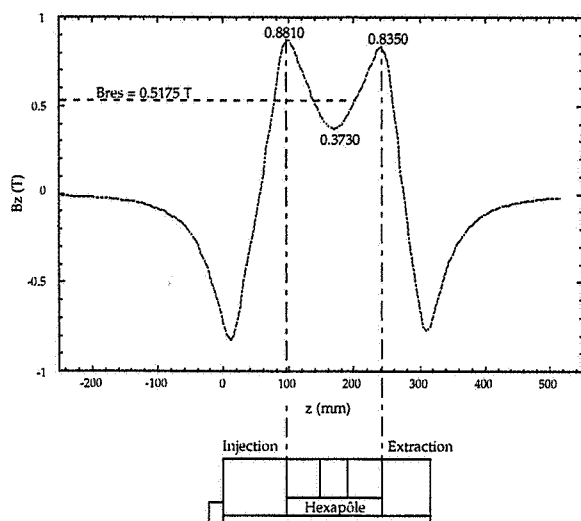


Figure III.6 : Structure magnétique axiale de la source R.C.E. NANOGAN II dont la résonance se situe autour de 14.5 Ghz

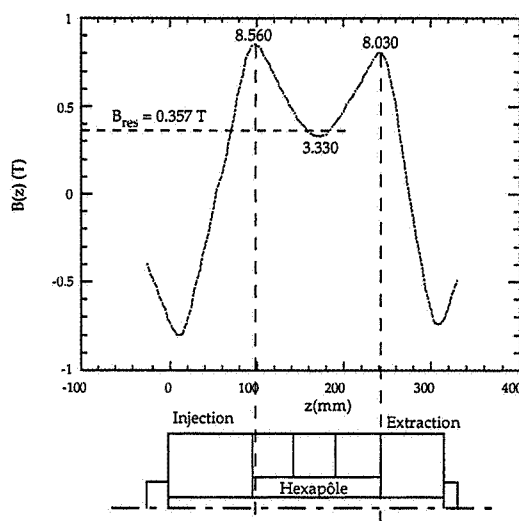


Figure III.7: Structure magnétique axiale de la source R.C.E. NANOGAN II, après déplacement des deux bobines de l'injection, dont la résonance se situe autour de 10.0 Ghz

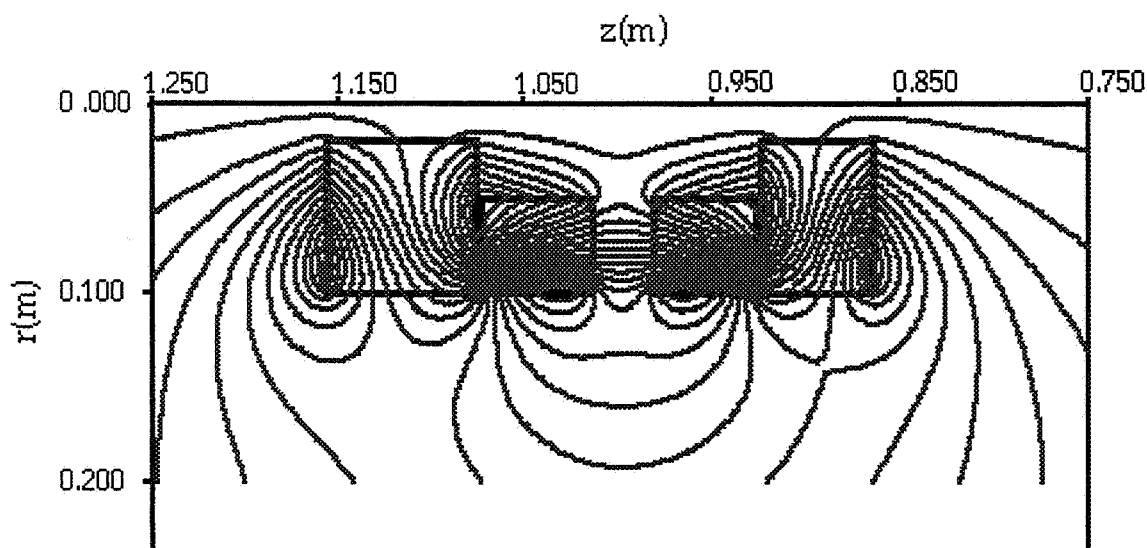


Figure III.8 : flux magnétique de la source NANOGAN II

sièurs sources d'ions, utilisées dans le passé, étaient de type Caprice [JAC-88] et fonctionnaient à 10 GHz. On trouve donc des émetteurs 2 kW de fréquence fixe 10 GHz. Pour pallier une défection de l'émetteur à fréquence variable, il est donc toujours possible d'utiliser NANOGAN II en modifiant son champ axial (figure III.7). Il faut alors déplacer de 4.5 mm vers l'extérieur les deux couronnes de l'injection pour obtenir un minimum de champ de 0.357 T et ainsi avoir une zone de résonance pour une onde de 10 GHz au lieu des 14.5 GHz. Cette modification a eu lieu avec succès suite justement à une panne de l'émetteur.

Un hexapôle composé d'aimants permanents en FeNdB (Vacodym 383 HR) permet le confinement radial des électrons et des ions. Il est formé de deux couronnes de 24 aimants chacune.

II.4.2 LE SYSTÈME D'INJECTION

Afin d'obtenir la résonance R.C.E., il est nécessaire d'injecter une onde HF provenant d'un émetteur, dans notre cas, à fréquence variable : VARIAN TWT (8 - 18 GHz). L'onde est amenée jusqu'au cube HF grâce à un guide d'onde rectangulaire "double ridge" acceptant ce large domaine de fréquence. Puis elle est envoyée dans la source par l'intermédiaire d'un coaxial en cuivre. Celui-ci a un second rôle : polarisé négativement par rapport à la source, environ 100 - 300 V, il augmente les performances de la source de manière significative. Cette augmentation peut être expliquée par les deux hypothèses suivantes :

- la polarisation négative repousse les électrons vers le centre du plasma
- ce tube agit en tant que donneur d'électrons. Il compense alors la perte des électrons du plasma.

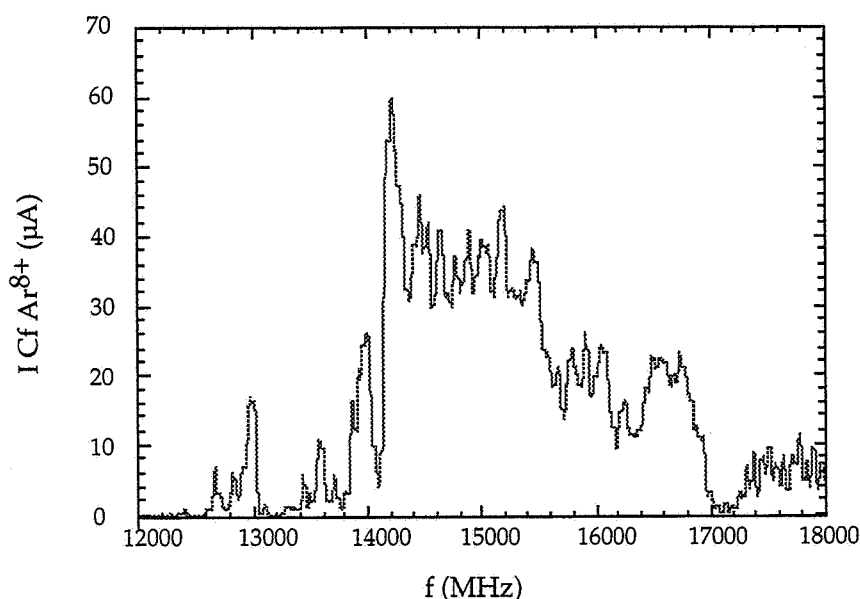


Figure III.9 : Spectre en fréquence de la source R.C.E. NANOGAN II. Les pics forment la microstructure dus aux différents modes de propagation de l'onde HF dans le cube HF.

Un piston HF mobile permet de modifier le volume de la cavité en accordant la propagation de l'onde. Le spectre en fréquence (figure III.9) montre une bosse dont le maximum correspond à la fréquence optimum de la source soit 14.5 GHz. La structure fine de la bosse est formée par une succession de pics dus aux différents modes de la cavité. Une variation de la fréquence de l'émetteur doit s'accompagner d'un ajustement du piston HF pour conserver les performances de la source.

Habituellement, on injecte simultanément deux gaz dans la source : le gaz principal et le gaz porteur. Une fuite calibrée est installée en permanence afin d'effectuer des mesures d'efficacité d'ionisation. Le réglage du débit est assuré par deux vannes thermiques (vanne BALZERS UDV 135) [MUL-93] permettant un réglage fin du flux de gaz.

La chambre plasma est faite d'une double paroi avec circulation d'eau. C'est un écran thermique pour protéger les aimants dont les caractéristiques magnétiques dépendent de manière cruciale de la température. Leur point de fonctionnement nous oblige à toujours les maintenir à une température inférieure à 80° C.

III.4.3 LE SYSTÈME D'EXTRACTION

Le système d'extraction (figure III.10) est constitué d'une électrode plasma située dans un champ magnétique axial de 0.6800 T et d'une électrode d'extraction. Chacune est conique et répond aux critères géométriques déterminés par Pierce [PIE-54] (angle de 22.5°). L'extraction est gouvernée par l'électrostatique. Le corps de la source donc l'électrode plasma est porté à une tension de plusieurs kV (7-34 kV). L'électrode d'extraction étant à la masse, le champ électrique créé accélère les ions qui se présentent au niveau du trou de l'électrode plasma. Le

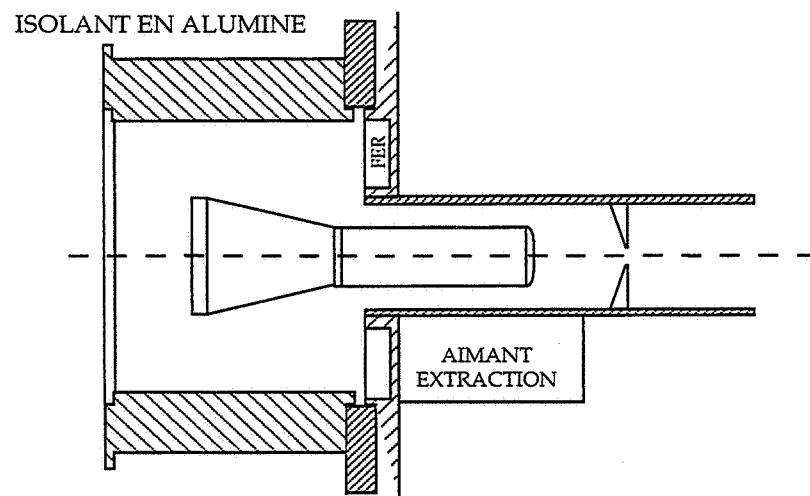


Figure III.10 : Schéma de l'extraction monogap fixe utilisée sur le banc 2 et sur le séparateur SIRa

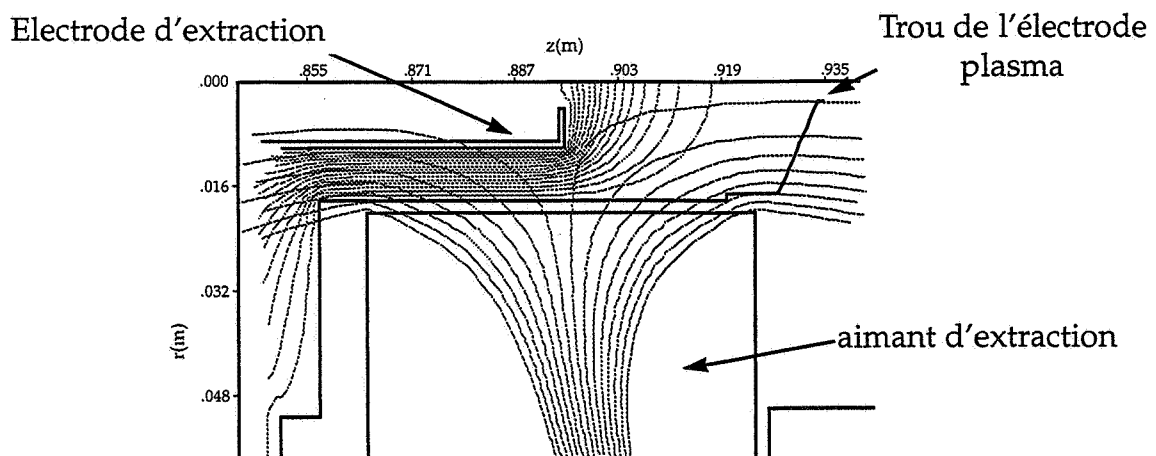


Figure III.11 : Lignes de forces magnétiques et équipotentiels au niveau de la zone d'extraction sans la rondelle de fer

champ magnétique de fuite de la source intervient sur le faisceau extrait en modifiant son émittance. Ce champ magnétique de fuite associé au champ électrique d'extraction, limite l'utilisation de la source autour des tensions d'extraction de 30 KV sous la forme de décharge penning [PEN-37]. Il a été nécessaire d'ajouter une rondelle de fer à l'extraction pour avoir la possibilité, sans changer les diamètres de l'électrode d'extraction et de la chambre plasma, d'atteindre et de travailler avec une tension source de 34 kV. La rondelle de fer agit sur le champ magnétique en resserrant les lignes de champ. La figure III.11 montre les lignes de forces magnétiques et équipotentielles de l'extraction monogap sans la rondelle de fer. Toutes les mesures que nous présenterons ont été faites pour un gap inter-électrode fixe de 30 mm.

Le choix s'est porté sur une extraction mobile monogap pour SPIRAL. J. Mandin [MAN-96] a étudié un système multiélectrodes [LER-96] aux performances intéressantes mais dont l'utilisation dans la casemate, pour le démarrage, n'est pas indispensable. Dans un premier temps, seuls les systèmes les plus simples seront utilisés. Il est prévu l'adjonction d'une seconde électrode mais ceci n'interviendra qu'ultérieurement après la maîtrise du système actuel.

III.5 LES PERFORMANCES DE LA SOURCE NANOCHAN II

III.5.1 LE BANC SOURCE

Toutes les mesures qui seront présentées et discutées dans ce chapitre ont été réalisées sur un banc de tests du Hall D (figure III.12). Ce banc peut se décomposer en trois parties distinctes.

La première est composée d'une lentille einzel permettant l'adaptation du faisceau au dipôle d'analyse. C'est un élément d'optique focalisant formé de trois électrodes cylindriques de rayon intérieur 25 mm et longueur 45 mm. Les deux électrodes extrêmes sont à la masse tandis que celle se trouvant au centre est à la haute tension. Sa valeur correspond grossièrement à la moitié de la tension source.

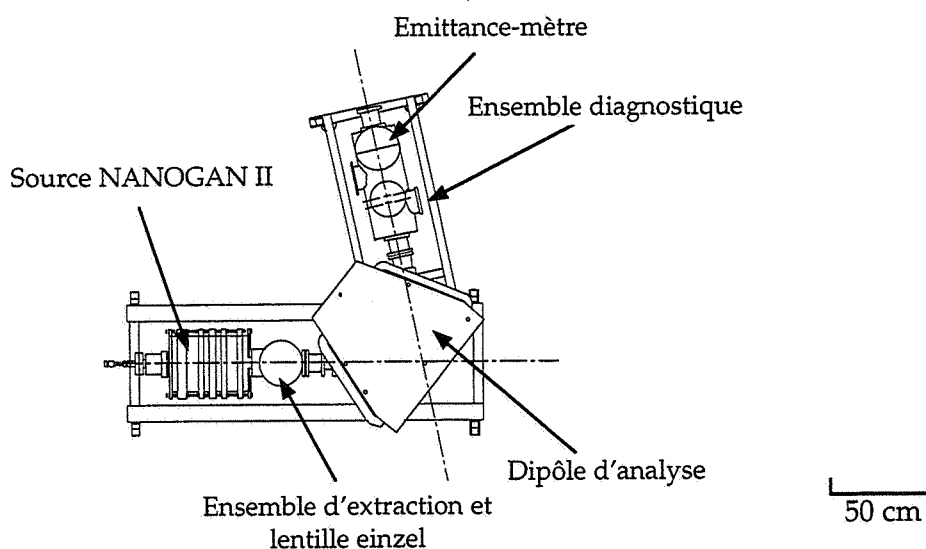


Figure III.12 : Schéma du banc de tests 2 du Hall D

| Enveloppe du faisceau (mm) | Acceptance angulaire (mrad) | Acceptance en émittance (π .mm.mrad) | Résolution |
|----------------------------|-----------------------------|---|------------|
| ± 2 | 40 | 80 | 175 |
| ± 4 | 40 | 160 | 87.5 |

Tableau III-2 : Caractéristiques de la ligne de faisceau du banc de tests

La deuxième partie est constituée par un aimant d'analyse qui sélectionne les ions en fonction du Q/M . Ce dipôle possède un angle de 102° , un rayon de courbure de 0.350 m. Son champ maximum est de 0.33 T soit un $(B\rho)_{\max} = 0.115 \text{ T.m}$. La variation de l'intensité du dipôle (20-265 A) permet d'analyser le faisceau provenant de la source et en particulier d'obtenir le spectre complet d'états de charge de l'Ar ($1+$ à $11+$). Le tableau III-2 donne les résolutions de ce dipôle pour deux dimensions caractéristiques du faisceau analysé.

La dernière partie constitue la boîte de diagnostique où ont été effectuées les mesures d'émittances, des courants et des spectres. Elle comporte :

- un jeu de fentes horizontales et verticales dont les joues se meuvent séparément les unes des autres. Elles sont utilisées pour limiter la taille du faisceau.
- une coupelle de Faraday pour mesurer les courants ioniques.
- deux profileurs [TRI-97] EMS "EMission Secondaire" (horizontal et vertical) sont formés de 47 fils séparés de 1 mm. Ils permettent la visualisation de l'intensité du faisceau dans les deux directions perpendiculaires au faisceau.

Le vide secondaire est assuré par deux pompes turbomoléculaires associées à des pompes mécaniques pour leur refoulement. Lorsque la source est en marche, la pression à l'extraction est de $\approx 10^{-6}$ mbar et $\approx 5 \cdot 10^{-5}$ mbar à l'injection. Le pompage dans la source est uniquement réalisé par le trou de l'électrode plasma. Il en résulte une faible conductance : $\approx 4.5 \text{ l/s}$.

III.5.2 LES SPECTRES

Les spectres de la source représentent un ensemble de pics correspondant à l'intensité du courant pour un $B\rho$ donné. Or, chaque $B\rho$ correspond à un Q/M soit à un ion ou à un mélange d'ions. L'identification de chacun des pics du spectre peut être ambiguë, par exemple, il n'est pas possible de séparer l' $^{40}\text{Ar}^{5+}$ de l' $^{16}\text{O}^{2+}$ car leur Q/M (0.125) est identique. Le pic observé dans le spectre résulte de la somme du courant des deux ions. Dès lors qu'il n'y a pas d'ambiguïté, par exemple l' $^{40}\text{Ar}^{7+}$, nous pouvons déduire de l'intensité du pic le nombre de particules dans cet état de charge. Pour la mesure, le rayon ρ du dipôle étant fixe, les spectres sont réalisés en faisant varier le champ magnétique de l'aimant d'analyse. En effet, le Q/M est lié à la rigidité magnétique par la relation :

$$B\rho = \sqrt{\frac{2MV_{\text{source}}}{Q}} \quad (\text{III.3})$$

- $B\rho$ est la rigidité magnétique (en T.m)
- M est la masse atomique (en kg) de l'ion considéré et Q sa charge (en C)
- V_{source} est la tension de l'ensemble de la source soit la tension d'extraction en V

Ces spectres peuvent être notamment utilisés pour :

- connaître les différents atomes présents à l'intérieur de la source et déterminer l'existence d'un problème (exemple : du ^{19}F sera la combustion par la HF d'un joint Vitton servant à l'étanchéité d'une enceinte au vide).
- mesurer l'état de charge moyen $\langle Q \rangle$ de la source qui est un paramètre caractérisant le fonctionnement d'une source et en particulier son aptitude à produire de hauts états de charge.

$$\langle Q \rangle = \frac{\sum_i Q_i I_i}{\sum_i I_i} \quad (\text{III.4})$$

- Q_i est la charge de l'espèce i
- I_i est le courant (en μA) de l'espèce i
(la somme se fait sur tous les états de charge présents pour la même masse)
- mesurer l'efficacité totale d'ionisation d'une espèce et celle d'un état de charge donné. Ce paramètre est essentiel car plus l'efficacité d'ionisation sera importante et moins sera importante la perte d'ions radioactifs

| | NANOGAN II $\langle Q \rangle$ | NANOGAN $\langle Q \rangle$ |
|----|-----------------------------------|--------------------------------|
| N | 3.0(0.2) | |
| Ar | 5.5(0.3) | 4.9(0.3) |
| Kr | 11.1(0.6) | 10.4(0.5) |
| Xe | 17.3(0.9) | 14.2(0.8) |
| Cr | 8.6(0.5) | |

Tableau III-3 : Comparaison des états de charge moyens entre la source NANOGAN II et la source NANOGAN

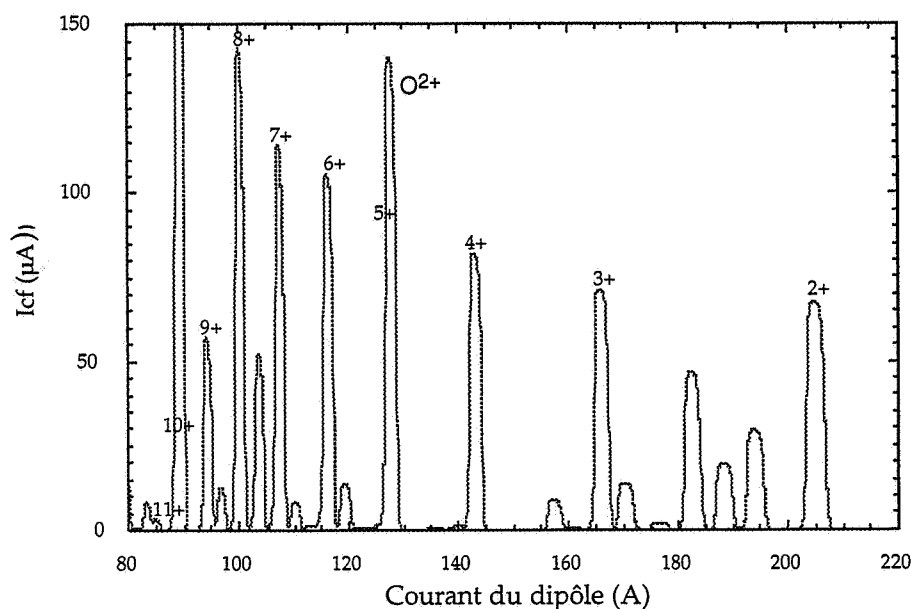


Figure III.13 : Spectre de l' ^{40}Ar optimisé pour obtenir un fort courant d' $^{40}Ar^{8+}$. Les paramètres sources sont :

- gaz porteur : Oxygène
- tension source : 19 kV, débit source : 1.7 mA
- fréquence HF : 14.9 GHz, puissance HF : 200 W

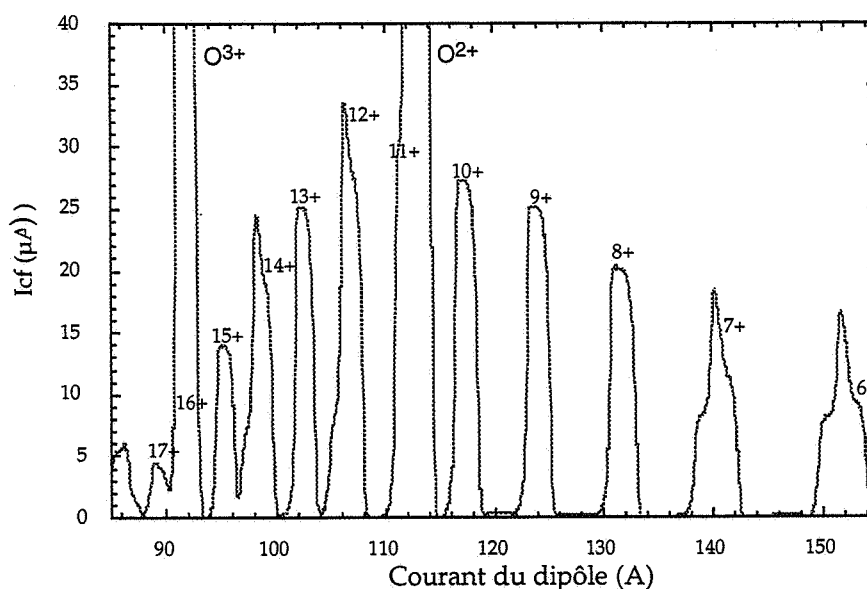


Figure III.14 : Spectre de l' ^{86}Kr optimisé pour obtenir l'état de charge moyen le plus élevé possible. Les paramètres sources sont :

- gaz porteur : Oxygène
- tension source : 15 kV, débit source : 1.2 mA
- fréquence HF : 14.8 GHz, puissance HF : 200 W

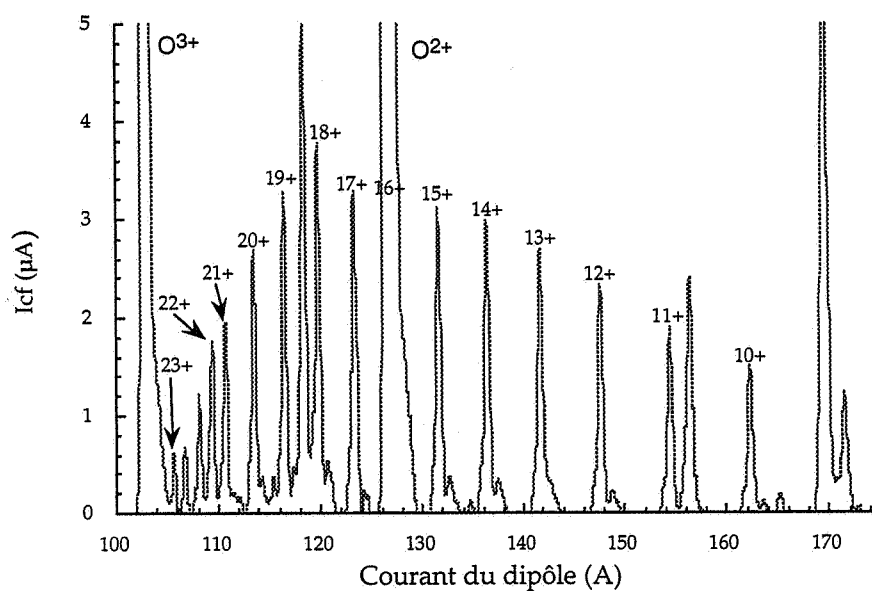


Figure III.15 : Spectre de l' ^{129}Xe isotopique optimisé pour obtenir l'état de charge moyen le plus élevé possible. Les paramètres sources sont :

- gaz porteur : Oxygène
- tension source : 19 kV, débit source : 1.1 mA
- fréquence HF : 14.4 GHz, puissance HF : 200 W

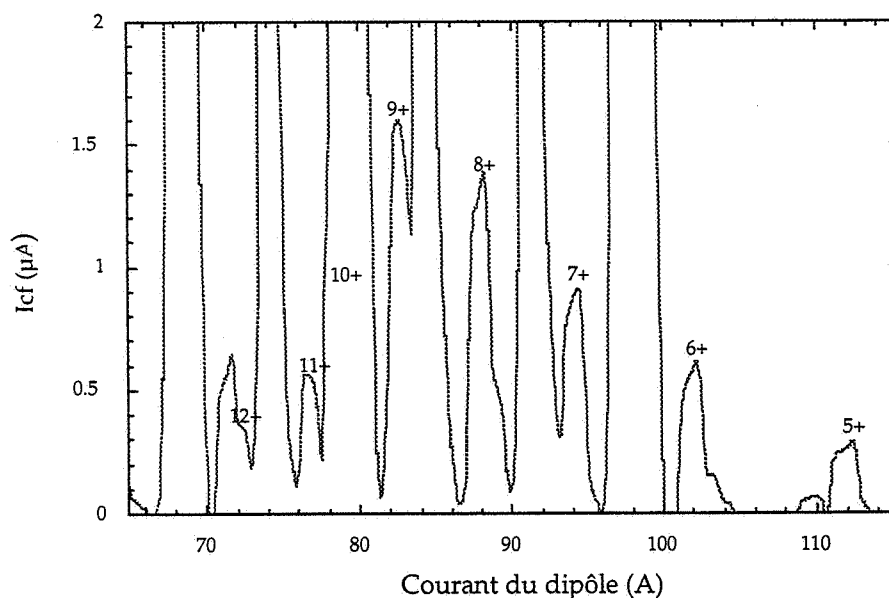


Figure III.16: Spectre du Cr démontrant qu'il est envisageable de faire des faisceaux métalliques avec la source R.C.E. NANOGAN II. Les paramètres sources sont :

- gaz porteur : Oxygène
- tension source : 11.5 kV, débit source : 1.2 mA
- fréquence HF : 14.8 GHz, puissance HF : 200 W

La distribution d'états de charge, pour une masse donnée, est en forme de triangle dont la pointe représente l'état de charge dont l'intensité en courant est la plus élevée. L'ajout du gaz dit porteur est indispensable pour obtenir un plasma plus dense en augmentant la population ionique. Il en résulte une meilleure stabilité du plasma et une augmentation des ions multichargés. Les figures III.13,14,15 et 16 montrent les spectres typiques de la source NANOGAN II pour trois gaz rares et pour un atome métallique prouvant la capacité de cette source à ioniser ce dernier. Ces spectres sont optimisés de façon à obtenir un état de charge moyen $\langle Q \rangle$ le plus fort possible ainsi que le courant le plus important dans l'état de charge prédominant. Les spectres en Ar, Kr et Xe de NANOGAN II ont été optimisés avec de l'oxygène comme gaz porteur. Le tableau III-3 compare les $\langle Q \rangle$ produits par NANOGAN et NANOGAN II pour des spectres typiques. La source NANOGAN II produit des états de charge plus élevés. Il existe cinq paramètres de réglage pour optimiser un spectre de la source dont quatre sont relativement découplés :

- la fréquence HF et l'accord HF
- la puissance HF
- le flux du gaz principal et porteur
- la tension de polarisation du tube coaxial

III.5.3 L'EFFICACITÉ DE TRANSPORT

L'efficacité de transport ($\xi_{\text{transport}}$) est primordiale : elle permet de corriger les efficacités d'ionisation par la connaissance des particules perdues le long du trajet entre le point d'extraction et le point de mesure équipé d'une coupelle de faraday. Une mauvaise efficacité de

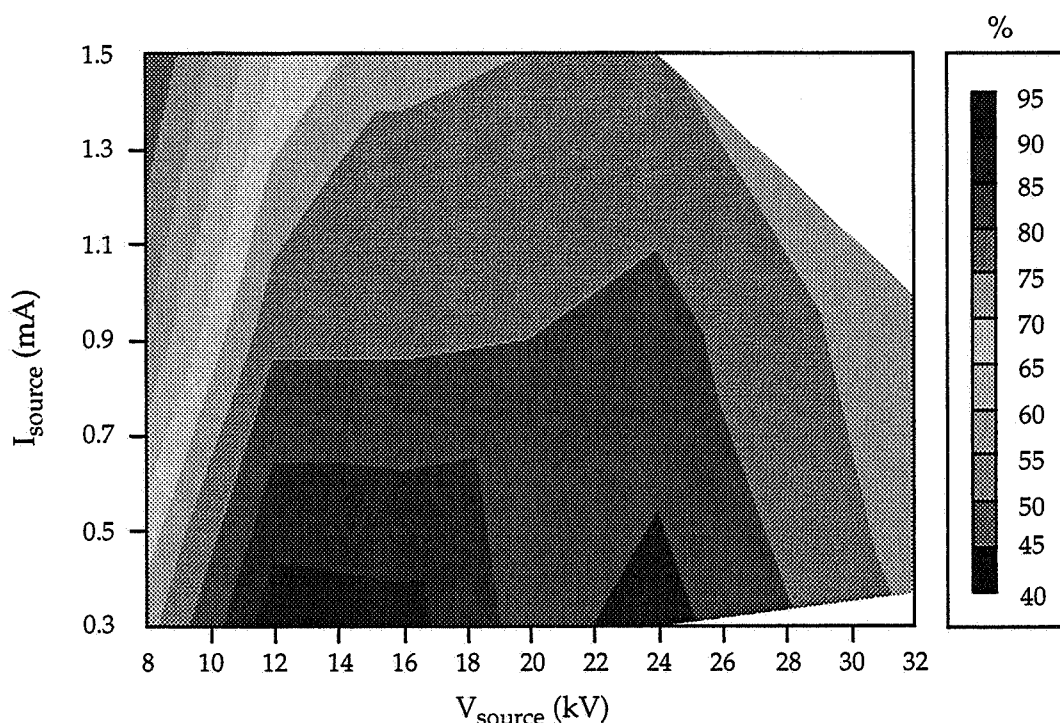


Figure III.17 : Pourcentage de faisceau dans une émittance de $80 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ en fonction de la tension d'extraction et du débit de la source. Le faisceau est constitué d'ions multichargés d' $^{40}\text{Ar}^{8+}$ extraits puis transportés par la ligne du banc de tests du Hall D

transport ne permet plus de calculer l'efficacité d'ionisation. Cette efficacité est nécessaire afin de valider les mesures des émittances car elles n'ont de sens que si l'efficacité de transport est suffisamment élevée ($\xi_{\text{transport}} > 80 \%$). La valeur des émittances varie selon l'état de charge de l'ion. L'efficacité de transport ne peut pas être mesurée pour chaque état de charge. Elle ne peut être mesurée que globalement. Une efficacité de transport globale élevée implique des efficacités de transport par état de charge ayant des valeurs comparables et donc sans trop de pertes.

L'efficacité de transport (équation III.5) est définie comme étant le rapport entre la somme des courants ioniques mesurés après l'analyse et le courant extrait de la source diminué du courant dit courant de penning. Le débit de la source (ou courant extrait de la source) résulte de la différence entre le courant de l'alimentation haute tension, mesuré aux bornes d'une résistance de 27.3 M Ω , en présence du faisceau et le courant sans faisceau. Le courant de penning est le courant résiduel dû à une décharge continue. Il est mesuré en appliquant la haute tension sur le corps de la source en ayant préalablement éteint l'émetteur HF. Il est primordial que le faisceau extrait ne touche pas l'électrode d'extraction pour ne pas générer des électrons secondaires pouvant fausser la mesure. Une mesure du courant sur l'électrode d'extraction nous donne cette information.

$$\xi_{\text{transport}} = \frac{\sum_{Q/M} I_{Q/M}}{I_{\text{débit}} - I_{\text{penning}}} \quad (\text{III.5})$$

La somme totale des courants dans les spectres est corrigée par la mesure individuelle des courants pour les Q/M extrêmes ($^1\text{H}^{1+}$, $^{40}\text{Ar}^{1+}$) car, pour ces cas, le faisceau se situe à la limite physique du dipôle et donc est sujet à des erreurs. Par conséquent, il est nécessaire de régler l'optique de la ligne de manière à mesurer exactement le courant de ces faisceaux.

Au vue de la figure III.17, l'efficacité de transport est dans la plus grande partie des couples I_{source} et V_{source} supérieure à 75%. Elle chute à 45% pour des tensions faibles (moins de 12 kV). Dans la casemate SPIRAL, l'électrode d'extraction est mobile et il sera alors possible d'adapter le gap inter-électrode à la tension d'extraction pour ne pas perdre de particules.

III.5.4 L'EFFICACITÉ D'IONISATION

L'efficacité d'ionisation ($\xi_{\text{ionisation}}$) est mesurée à l'aide d'une fuite calibrée constituée d'une poudre compactée et délivrant un flux constant de particules. Sa mesure consiste à effectuer le rapport, corrigé du transport, entre la somme des particules d'une même masse présentes dans le spectre et le flux de la fuite. Ceci est rendu possible car l'aimant d'analyse permet de mesurer tous les états de charge de l'Ar.

$$\xi_{\text{ionisation}} = \frac{\sum_Q \frac{I^{Q+}}{Q}}{\phi_{\text{fuite_calibrée}}} \quad (\text{III.6})$$

| Etat de charge | Intensité (μAp) | Efficacité d'ionisation (%) |
|----------------|------------------------------|-----------------------------|
| 1 | 1.13(0.02) | 15.7(0.8) |
| 2 | 1.05(0.02) | 14.6(0.7) |
| 3 | 0.77(0.01) | 10.7(0.5) |
| 4 | 0.62(0.01) | 8.6(0.4) |
| 5 | 0.60(0.01) | 8.3(0.4) |
| 6 | 0.61(0.01) | 8.5(0.4) |
| 7 | 0.65(0.01) | 9.0(0.4) |
| 8 | 0.91(0.02) | 12.6(0.6) |
| 9 | 0.42(0.01) | 5.8(0.3) |
| 10 | 0.159(0.004) | 2.2(0.1) |
| 11 | 0.027(0.002) | 0.38(0.02) |

Tableau III-4 : Efficacité d'ionisation pour l' ^{40}Ar dont les paramètres source sont les suivants :

Débit de la source : 0.3 mA

Tension d'extraction : 14 kV

Gaz porteur : O_2

Nous pouvons aussi déterminer les efficacités d'ionisation pour chaque état de charge (tableau III-4) ainsi que pour l'ensemble des particules introduites dans la source. Pour notre mesure, la source a été optimisée pour l' $^{40}\text{Ar}^{8+}$. L'efficacité totale d'ionisation de l' ^{40}Ar est d'environ 100%.

L'efficacité totale approche les 100%. Ce chiffre semble trop bon mais il peut être expliqué : tout d'abord, dans une source R.C.E., les ions monochargés comme multichargés ne sont pas tous confinés à l'intérieur du plasma et diffusent vers la paroi où ils vont se trouver neutralisés. Comme on utilise un gaz, ils ne se "collent" pas à l'instar des condensables qui sont irrémédiablement perdus sur la paroi. Cela signifie qu'ils vont à nouveau s'ioniser. Un ion peut ainsi subir plusieurs cycles d'ionisation-neutralisation. Il y a rupture du cycle lorsque l'ion diffuse jusqu'au trou de l'électrode plasma et est extrait. Le faible rapport (10^{-3}) entre la surface du trou et celle de la chambre de la source explique une probabilité minime pour qu'un atome puisse sortir. Le faible débit source permet d'obtenir un faisceau suffisamment fin pour qu'il passe totalement par l'électrode d'extraction et pour qu'il ait une efficacité de transport de $\approx 100\%$. Ce nombre de cycle ne semble pas trop pénalisant car nous avons observé un faisceau secondaire d' ^{31}Ar ($T_{1/2} = 15$ ms).

III.5.5 LES EMITTANCES

L'association du jeu de fentes horizontales et du profileur horizontal forme un émittance-mètre. Nous nous intéresserons seulement aux émittances horizontales en prenant comme hypothèse que le comportement des émittances horizontales sera identique à celui des émittances verticales.

Le principe de la mesure est simple. Un jeu de fentes variables en position est situé au point image du dipôle d'analyse. Pour chaque pas transverse, on enregistre le courant sur chaque fil du profileur horizontal. On peut ainsi construire le profil de densité $p(x,x')$ dont le contour forme une ellipse.

La mesure est acceptable seulement si l'émittance-mètre voit tout le faisceau. L'acceptance maximale de l'émittance-mètre est celle de la ligne soit $150 \pi \text{ mm.mrad}$. La plus petite émittance mesurable est d'environ $1 \pi \text{ mm.mrad}$ ce qui est largement inférieur aux émittances des sources de type R.C.E. (quelques dizaines de $\pi \text{ mm.mrad}$). L'erreur sur la mesure se situe entre 5 et 20%.

L'intérêt de mesurer les émittances de la source provient du fait que l'acceptance du cyclotron CIME est de $80 \pi \text{ mm.mrad}$. Il faut que toutes les particules extraites se trouvent dans cette émittance afin de n'en perdre aucune car trois jeux de fentes horizontales et verticales, situées autour du point objet du dipôle, couperont le faisceau pour être dans ces conditions.

La plupart des faisceaux extraits de NANOGAN II sont parallèles ou divergents comme le prouvent les représentations des figures III.18 et 19. Les émittances comportent des aberrations dues probablement à une mauvaise adaptation du faisceau à la lentille einzel ou dues à l'effet du champ magnétique de fuite de la source.

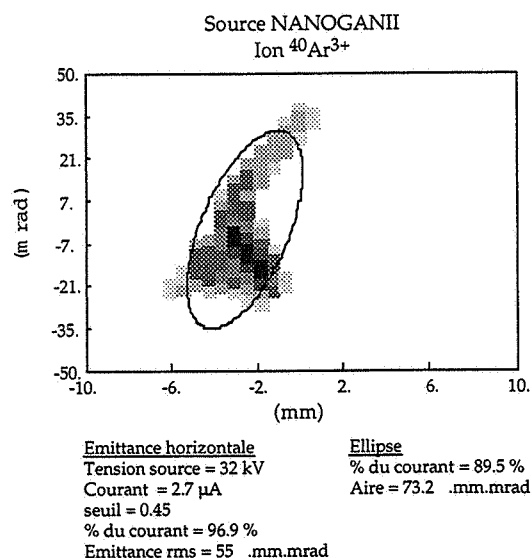
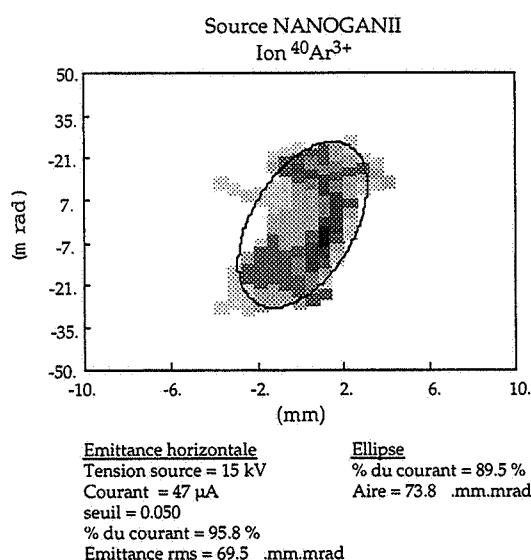


Figure III.18 : Emittance de l' $^{40}\text{Ar}^{3+}$ mesurée à une tension source de 15 kV

Figure III.19 : Emittance de l' $^{40}\text{Ar}^{3+}$ mesurée à une tension source de 32 kV

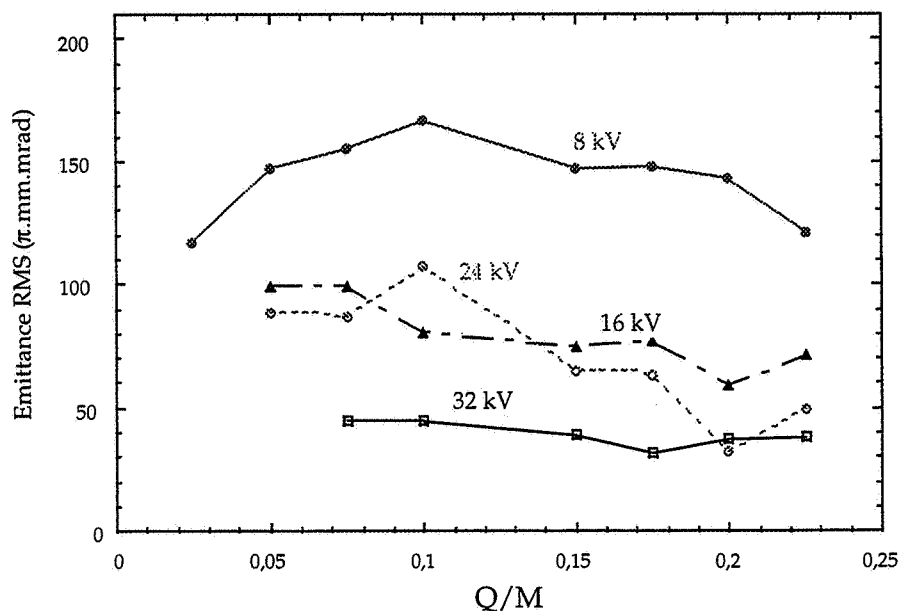


Figure III.20 : Emittances de la source R.C.E. NANOGAN II mesurées sur le banc 2 avec de l' ^{40}Ar en fonction du Q/M . Ces mesures ont été effectuées pour plusieurs tensions sources couvrant la gamme d'utilisation de cette source pour SPIRAL.

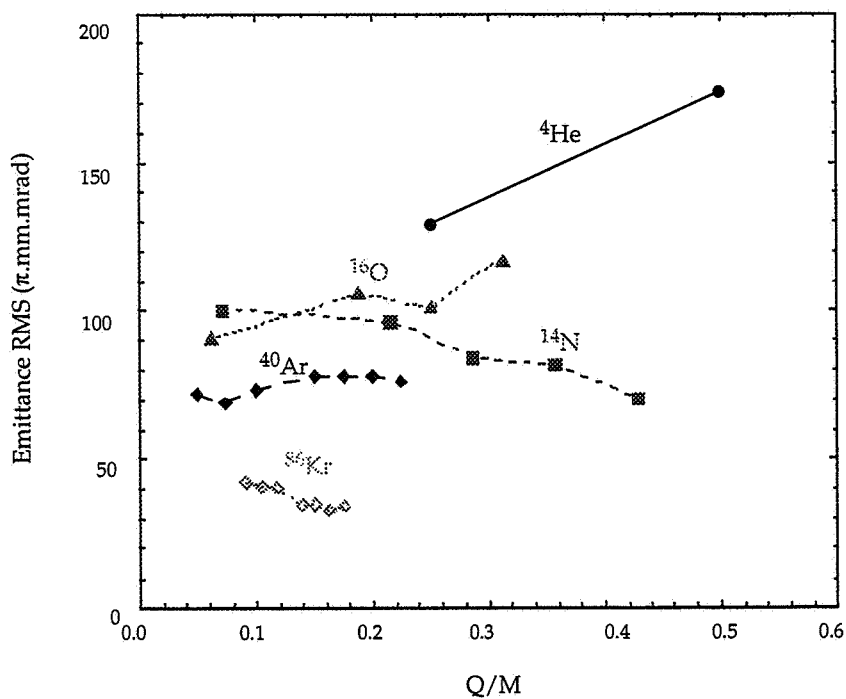


Figure III.21 : Variation des émittances en fonction du Q/M pour plusieurs gaz dont la masse varie entre 4 u.m.a. et 86 u.m.a. : "Effet de masse" [MAN-96]

Les émittances de l' ^{40}Ar ont une légère dépendance en fonction des états de charge comme le montre la figure III.20. La tendance générale va vers la diminution des émittances lorsque les états de charges augmentent, sauf dans le cas $V_{\text{source}} = 32 \text{ kV}$ où la variation est quasi constante. La courbe pour $V_{\text{source}} = 8 \text{ kV}$ est l'exemple de ce qu'il ne faut pas mesurer : le transport est de 50%, des particules sont perdues dans les différentes parties de la ligne. Cependant cette mesure nous donne l'acceptance de la ligne : $160 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$. Les autres mesures concernent des transmissions de l'ordre de 75 - 90%.

Un autre comportement des émittances de la source NANOGAINII est observé sur la figure III.21 en fonction de la masse des gaz que l'on injecte. Plus la masse de l'ion est importante, plus l'émittance diminue. On passe ainsi de $95 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ pour l' $^{14}\text{N}^{3+}$ à $30 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ pour le $^{86}\text{Kr}^{14+}$. Ces mesures ont été réalisées pour un même point de fonctionnement de la source ($V_{\text{source}} = 15 \text{ kV}$ et $I_{\text{source}} = 1.2 \text{ mA}$). Ces allures des émittances en fonction des états de charge et des masses des ions sont expliquées par J.Mandin [MAN-96]. L' "énergie radiale" des ions se présentant sur le trou d'extraction n'est pas la principale explication à cet effet. Il faut introduire la nouvelle notion de "trou effectif". Les émittances dépendent de la répartition spatiale des ions à la surface du trou de l'électrode plasma pour une masse et un état de charge donné. Cette surface est un cercle centré sur le trou de l'électrode plasma dont le rayon se rétrécit au fur et à mesure que le Q/M de l'ion augmente. Cet "effet de masse" doit encore être étudié.

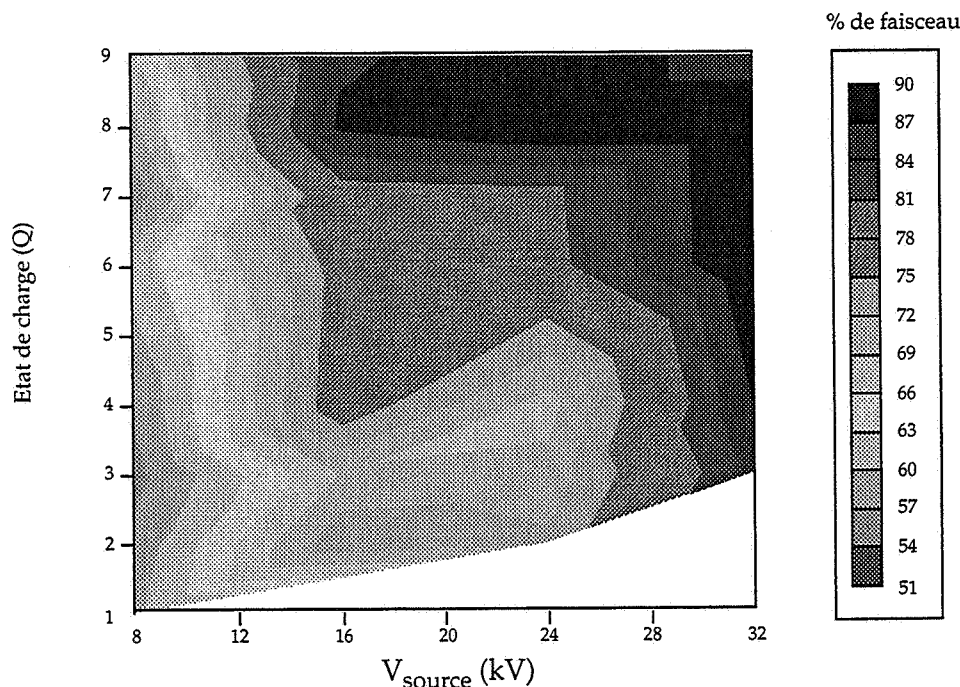


Figure III.22 : Pourcentage de faisceau compris dans une émittance de $80 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ en fonction de la tension d'extraction et des états de charge de l' ^{40}Ar .

La figure III.22 représente le pourcentage de faisceau d' $^{40}\text{Ar}^{x+}$ ($x = 1 - 9$) correspondant à une émittance de $80 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$. Ceci permet de simuler, pour une tension d'extraction et un débit source donné, le pourcentage de particules qui seront éliminées par les fentes objets du premier dipôle sur SPIRAL. Pour les hauts états de charge ainsi que pour des tensions

supérieures à 16 kV, on récupère plus de 75% des particules du faisceau c'est à dire que 25% d'entre elles seront arrêtées physiquement par une fente. Les pertes pour des tensions et des états de charge plus faibles sont plus importantes. Par exemple pour l' $^{40}\text{Ar}^{2+}$ et une tension source de 12 kV, $\approx 35\%$ des particules sont perdues. Sur SPIRAL, le choix s'est porté sur une électrode d'extraction mobile. Le gap inter-électrode pourra être adapté à la tension d'extraction en concentrant autant que possible les particules dans une émittance de $80 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$.

III.5.6 LES PERFORMANCES

Le tableau III-5 résume les meilleurs courants obtenus pour des masses et des états de charge typiques de la source NANOGAN II.

Elle est le résultat d'un compromis prenant en compte les contraintes citées ci-dessus. Elle allie un volume faible (≈ 21 l contre ≈ 55 l pour la source ECR3), une haute efficacité d'ionisation pour les gaz et des distributions d'états de charge moyen élevées. Le temps de survie des aimants sous rayonnement neutronique a été estimé supérieur à ≈ 3 mois. Cette source répond au cahier des charges du projet SPIRAL

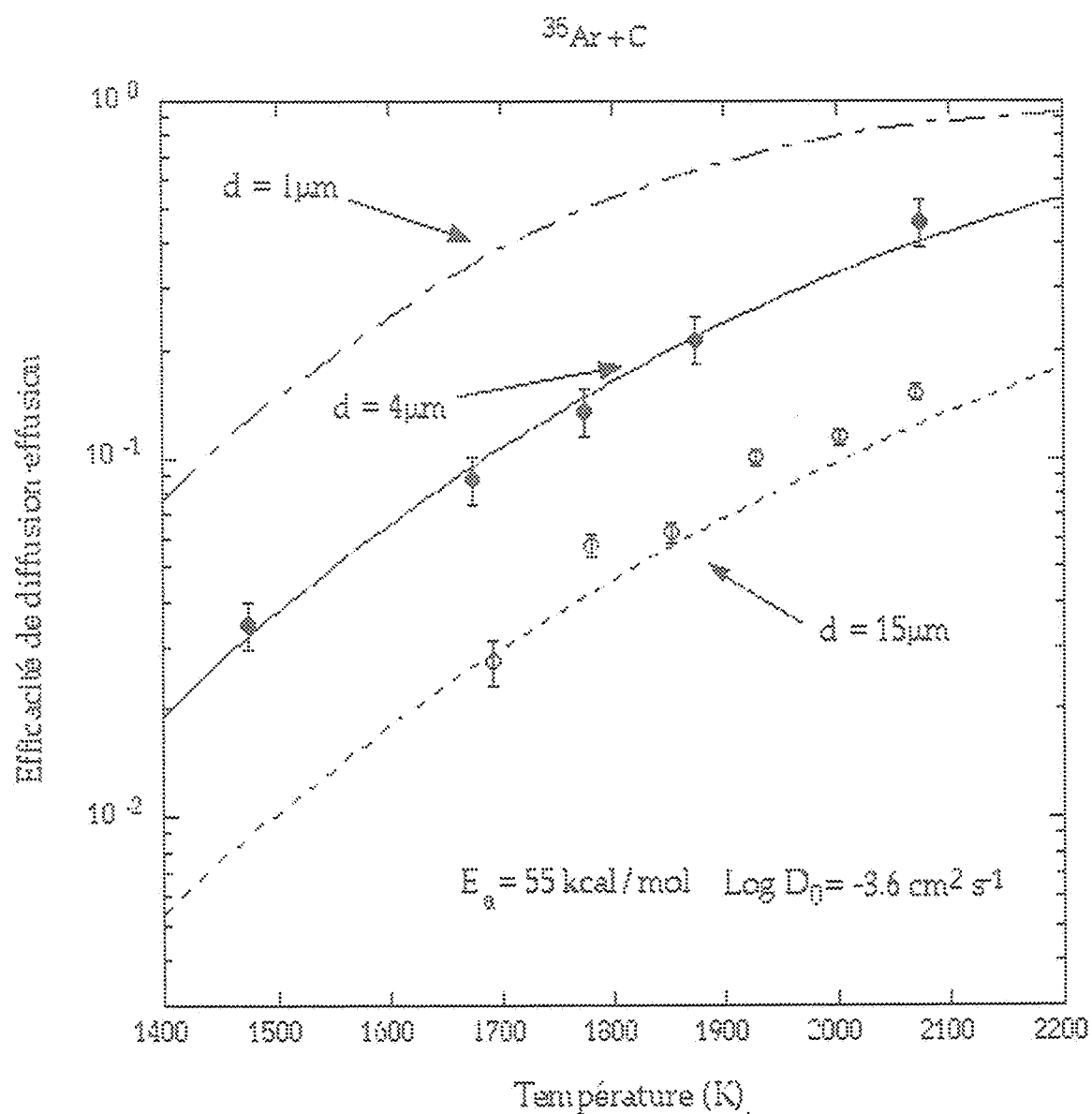
| | 8+ | 9+ | 11+ | 12+ | 13+ | 17+ | 22+ | 25+ |
|----|-----|-----|-----|-----|-----|------|-----|-----|
| Ar | 143 | 60 | 10 | 4 | 1 | | | |
| Kr | | 25 | | 30 | | 5 | | |
| Xe | | | | | | 17.5 | 5 | 1 |
| Cr | 1.4 | 1.6 | | | | | | |

Tableau III-5 Résumé des intensités, en μA , pour des faisceaux typiques de la source NANOGAN II

Maintenant que l'on connaît les caractéristiques de la source seule et celle de la cible, nous pouvons les associer pour former l'ensemble cible-source. Le lien entre la cible et la source est le tube transfert qui joue à la fois le rôle de guide d'ions radioactifs, de polarisation de la source et de support pour la HF. Cet ensemble a été monté et testé sur le séparateur SIRa décrit au chapitre I. Nous allons expliciter les mesures et résultats de plusieurs campagnes de tests dans le chapitre suivant.

Chapitre IV

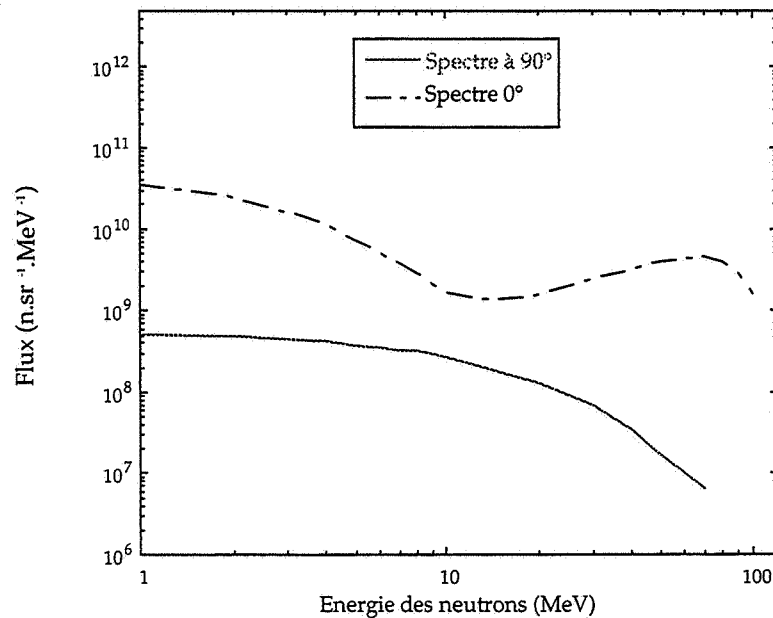
Résultats expérimentaux "En ligne"



IV.1 LA GÉOMÉTRIE DE L'ENSEMBLE CIBLE-SOURCE

La position de la cible et son recul par rapport à l'axe du faisceau secondaire sont dictés par la distribution angulaire des neutrons produits dans la cible. Une expérience avec la source NANOMAFIRA [LEC-96] a démontré l'effet destructeur des neutrons sur les aimants permanents. Ces derniers constitués de FeNdB sont particulièrement sensibles à l'irradiation par

IV.1.a



IV.1.b

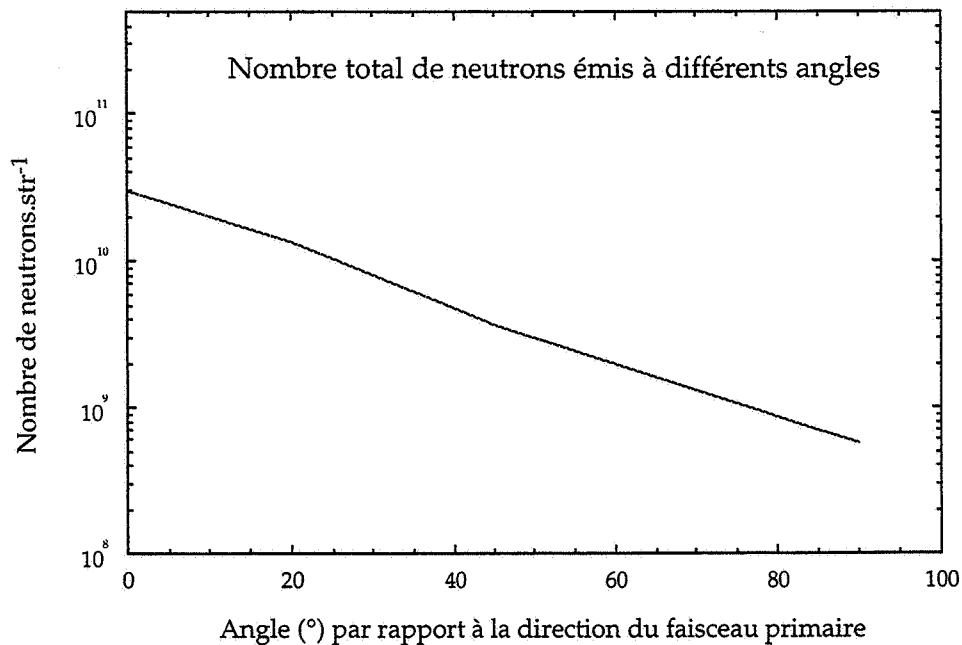


Figure IV.1 : Caractéristiques des neutrons mesurés sur le séparateur SIRa, issus de la réaction ^{36}Ar (95 A.MeV) + ^{12}C [PAU-98]. Le cas (a) est le spectre en énergie. Le cas (b) est le nombre total de neutrons émis en fonction de l'angle dont l'origine est la direction du faisceau primaire.

les neutrons car ils contiennent du Bore dont la section efficace de réaction (n,p), (n,2p) est de l'ordre de la centaine de mbarn. Les aimants en SmCo sont moins sensibles à ce type d'irradiation mais leur coût est plus élevé et surtout leur rémanence est plus faible $\approx 20\%$.

La cible et son support ont été avancés de telle façon que les aimants de la source "voient" uniquement les neutrons émis à des angles supérieurs à 90° . La figure IV.1.a est un spectre en énergie des neutrons produits par la réaction ^{36}Ar (95 A.MeV) + ^{12}C , deux spectres sont présentés : à 0° et 90° . La figure IV.1.b montre le nombre de neutrons émis par stéradian en fonction de leur angle par rapport au faisceau primaire GANIL : c'est la distribution angulaire des neutrons. Cette mesure a été réalisée par le SPR d'Orsay sur le séparateur SIRa grâce à des détecteurs à activation [PAU-98]. La puissance du faisceau était de 400 W. La première constatation que nous pouvons faire est l'existence d'un facteur ≈ 40 entre le nombre de neutrons émis à 0° et 90° . Pour confirmer le choix de la géométrie choisie, nous allons calculer le temps de vie des aimants FeNdB soumis au rayonnement neutronique dans la configuration de la figure IV.3. Nous utiliserons des données de la référence [COS-87] où des aimants de FeNdB ont été irradiés par les neutrons d'un réacteur (figure IV.2). Le spectre en énergie des neutrons peut se décomposer en deux parties : une partie basse énergie (autour de quelques MeV) et une haute énergie (autour de 80 MeV) comme le montre la figure IV.1.a. La géométrie choisie est telle que seul les neutrons émis aux angles (arrières) supérieurs à 90° peuvent irradier les aimants. Comme nous le voyons sur la figure IV.1.a, ceci correspond principalement à la partie basse énergie du spectre (1 - 10 MeV) où nous retrouvons le facteur 40 entre le nombre de neutrons émis à cet angle et le nombre de neutrons émis à 0° (figure IV.1.b). Dans son article [COS-87], J.R. Cost montre que la perte de rémanence est de 1% pour une fluence de 10^{15} neutrons.cm $^{-2}$. Nous imposons une limite de 10% de perte de rémanence des aimants de la source au-delà de laquelle le fonctionnement de la source peut en être affecté. Ceci implique une fluence totale de 10^{16} neutrons.cm $^{-2}$ (figure IV.2). Sachant que pour 400 W (correspondant aux données) de faisceau primaire et à 90° , le nombre total de neutrons est de $5 \cdot 10^9$ neutrons.sr $^{-1}$.s $^{-1}$; nous arrivons à une fluence de $1.9 \cdot 10^{17}$ neutrons.sr $^{-1}$.mois $^{-1}$ à une puis-

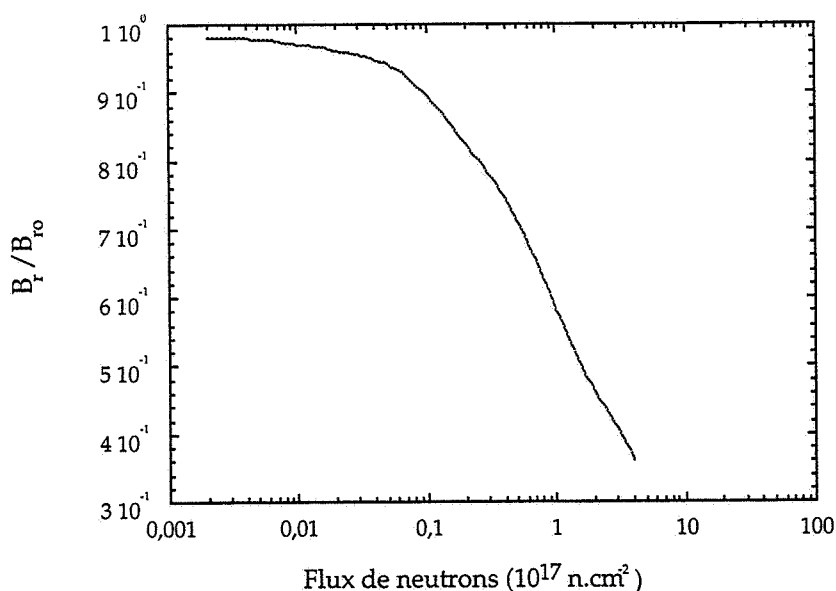


Figure IV.2 : Valeur du champ rémanent d'un aimant en FeNdB en fonction du flux de neutrons auquel il a été soumis [COS-87]

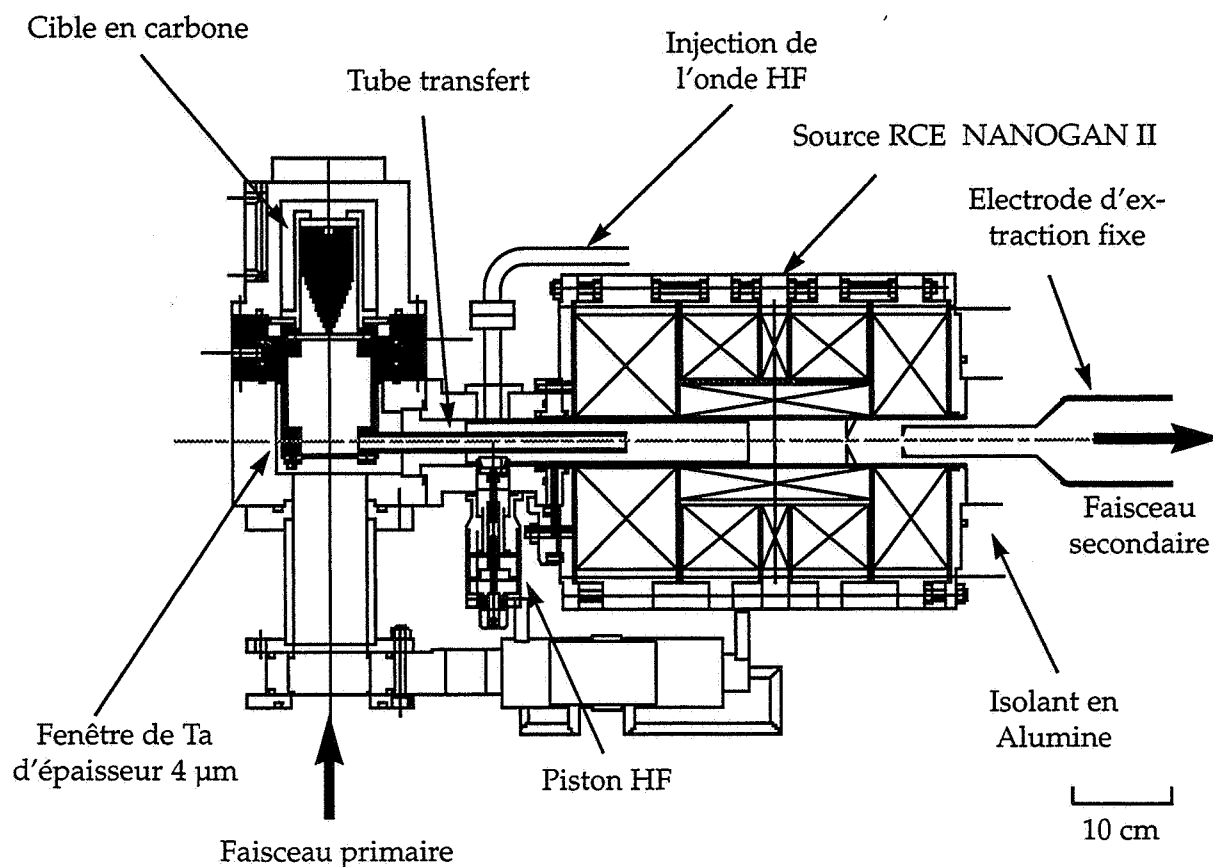


Figure IV.3 : Coupe de l'ensemble cible-source NANOGAN II en configuration SIRa

sance de 6 kW pour le faisceau primaire. La cible est placée à ≈ 15 cm du premier aimant (≈ 1 cm² de surface), par conséquent la géométrie choisie permet l'utilisation de la source pendant ≈ 10 mois. La source NANOGAN II a été utilisée sur le séparateur SIRa avec 400 W de faisceau primaire pendant un temps total de 12 jours sans que ses caractéristiques ne soient changées et notamment son champ magnétique.

La cible est séparée de la ligne haute énergie par une feuille de Ta de 4 µm d'épaisseur pour éviter que les atomes radioactifs ne soient pompés vers cette ligne. L'ensemble du corps de la source se trouve à 90° de l'axe du faisceau primaire, le faisceau secondaire est perpendiculaire à l'axe du faisceau primaire. L'ensemble cible-source NANOGAN II, en configuration SIRa, est représenté sur la figure IV.3. Pour SPIRAL la figure IV.3 est le symétrique par rapport à l'axe du faisceau primaire à cause de l'implantation géographique différente des lignes HE et TBE.

Grâce à cet ensemble, nous allons décrire les différentes expériences que nous avons réalisées avec un faisceau primaire GANIL (extraction des paramètres de diffusion, caractéristiques de la source en ligne, taux de production).

IV.2 EXTRACTION DES PARAMÈTRES DE DIFFUSION

Une part importante des expériences qui se sont déroulées sur le séparateur SIRa ont été consacrées à la recherche et l'élaboration de méthodes pour déterminer les paramètres de dif-

fusion. Ce sont principalement les coefficients d'Arrhenius et le rôle joué par la taille des grains composants la cible qui nous intéressent. Les mesures ont été effectuées seulement pour les éléments gazeux (ayant des $T_{1/2} > 1$ s).

Il existe de nombreuses références où sont regroupées des valeurs d'énergie d'activation E_a et facteurs de fréquence $\log D_0$ aussi bien dans les cibles formées de feuilles [BEY-77] que dans celles formées de grains [KIR-92]. Des mesures ont déjà été effectuées afin d'obtenir les coefficients d'Arrhenius pour la diffusion d'un gaz rare dans une matrice de carbone graphite. Jusqu'à présent, il existe deux séparateurs où ils ont été mesurés : à GSI par R. Kirchner et al. [KIR-95] et à GANIL (SIRa) par N. Lecesne et al. [LEC-97 a].

IV.2.1 MÉTHODES POUR MESURER L'EFFICACITÉ DE DIFFUSION-EFFUSION D'UN ATOME RADIOACTIF

Dans sa référence [KIR-92], R. Kirchner décrit sa méthode pour déduire les coefficients d'Arrhenius pour des atomes stables diffusant dans différentes matrices. Nous allons décrire trois méthodes permettant de déduire les coefficients d'Arrhenius pour des gaz rares radioactifs diffusant dans notre cible. La première méthode est celle dite "Mesure directe". La seconde se nomme "Saturation du taux de production". La dernière, plus délicate comme nous le verrons, est appelée "Temps de montée".

IV.2.1.1 MÉTHODE PAR MESURE DIRECTE

Cette méthode [LEC-97 b] nécessite un faisceau primaire d'ions radioactifs. On implante alors ces ions dans notre cible chauffée à ≈ 2300 K. La nécessité du chauffage est due à la faible puissance amenée par les ions radioactifs (≈ 50 μ W). En effectuant le rapport entre le flux d'ions détectés $\phi_{\text{détectés}}$ qui arrive au point de détection du séparateur SIRa et le flux d'ions incidents $\phi_{\text{incidents}}$ avant implantation, on obtient alors l'efficacité totale du séparateur pour ce noyau.

$$\xi_{\text{totale}} = \frac{\phi_{\text{détecté}}}{\phi_{\text{incident}}} \quad (\text{IV.1})$$

A partir de cette efficacité totale, on peut remonter à l'efficacité de diffusion-effusion pour l'atome d'intérêt. Ces deux efficacités dépendent (chapitre II) de la température de la cible mais aussi de la demi-vie $T_{1/2}$ du noyau radioactif considéré et, comme nous le montrerons, de la taille des grains composant la cible. Cette mesure est réalisable car il est possible de décomposer l'efficacité totale ξ_{totale} du séparateur comme suit :

$$\xi_{\text{totale}} = \xi_{\text{diffusion}} \xi_{\text{effusion}} \xi_{\text{ionisation}} \xi_{\text{transport}} \quad (\text{IV.2})$$

L'efficacité de diffusion : $\xi_{\text{diffusion}}$ correspond à la probabilité qu'un atome radioactif sorte de la cible avant sa perte par décroissance radioactive. Dans notre cas, la cible est composée de grains, nous avons calculé littéralement cette efficacité au chapitre II (équation II.36). L'efficacité d'effusion : ξ_{effusion} est la probabilité qu'un ion aille de la cible à la source avant

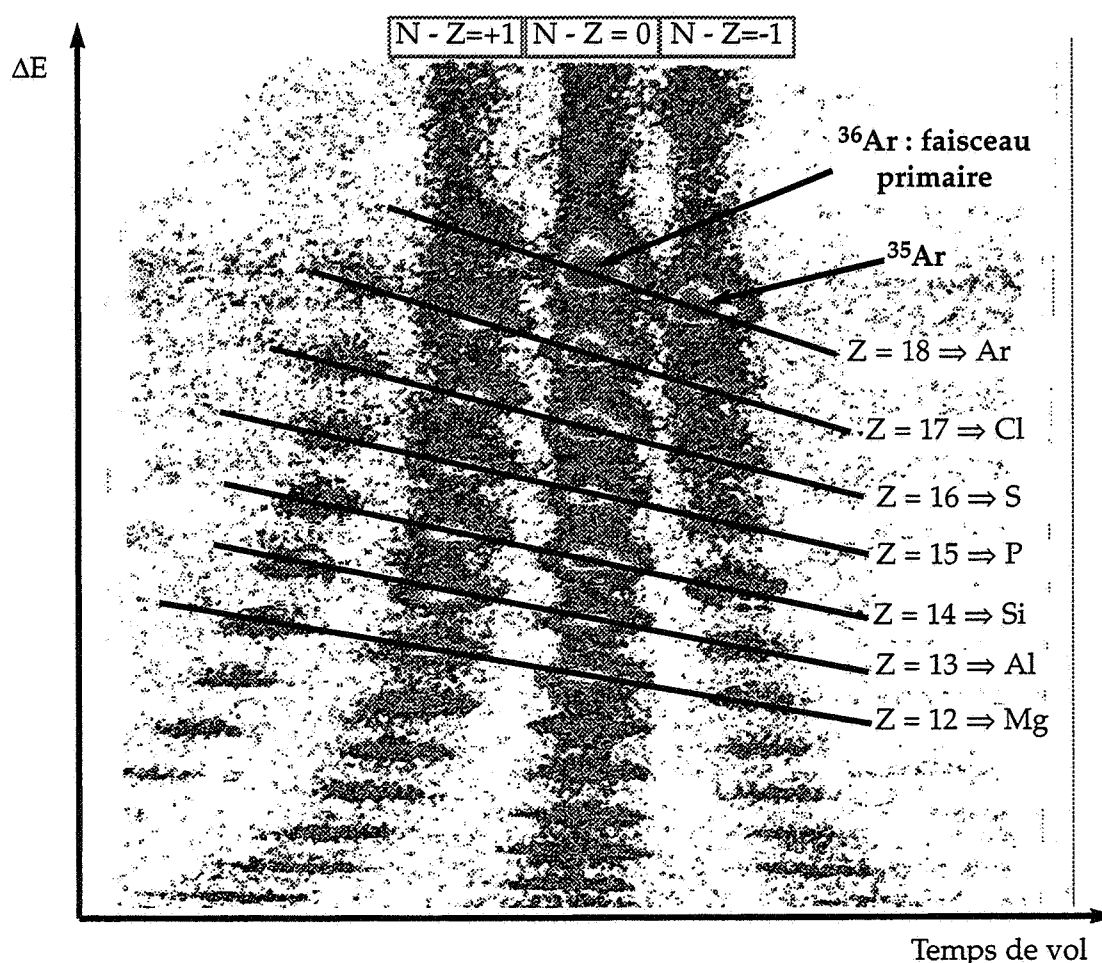


Figure IV.4 : Matrice d'identification des noyaux produits lors de la réaction ^{36}Ar (95 A.MeV) + ^{12}C avec SISSI.

sa désintégration radioactive. Or, pour les gaz, cette efficacité est pratiquement de 100% car le temps de transit est faible (< 100 ms) comparativement au $T_{1/2}$ de l'atome radioactif considéré ($T_{1/2} > 1$ s). Ce temps est court car ils ne se "collent" pas aux parois comme nous l'avons vu au chapitre II. L'efficacité d'ionisation : $\xi_{\text{ionisation}}$ et celle de transport : $\xi_{\text{transport}}$ peuvent être mesurées indépendamment du faisceau secondaire avec des ions stables. Pour l'efficacité d'ionisation, les distributions d'états de charge pour un élément de même Z mais de A différents sont quasiment identiques (voir le chapitre IV.3). L'efficacité de transport : $\xi_{\text{transport}}$ correspond à l'extraction du faisceau, à son analyse et à son transport jusqu'au point de détection. Cette efficacité peut aussi être mesurée hors faisceau car bien évidemment ces différents processus ne dépendent que du Z de l'élément. Le temps pour ioniser un atome étant faible (< 10 ms) et le temps de transport négligeable (≈ 12 μs pour un $^{35}\text{Ar}^{8+}$ d'énergie 160 keV le long de 11.5 m de trajet), la perte d'ions radioactifs par décroissance radioactive est quasiment nulle. L'utilisation d'une fuite calibrée est nécessaire car elle permet de mesurer les efficacités d'ionisation et de transport sans faisceau secondaire. L'expérience qui nous concerne a permis de mesurer l'efficacité totale du séparateur pour l' ^{35}Ar et d'en déduire les coefficients d'Arrhenius correspondants.

Le faisceau d'ions radioactifs incident a été produit par l'installation SISSI "Source d'Ions Secondaires à Supraconducteur Intense" [JOU-91, BAR-95, ANN-97] située entre le cyclotron

CSS2 et le spectromètre ALPHA. SISSI est composée de deux solénoïdes utilisés comme lentilles de distance focale très courte (0.6 m). Le champ magnétique créé à l'intérieur est de 11 T. Les atomes radioactifs sont produits par fragmentation du projectile sur une cible de production placée entre les deux solénoïdes supraconducteurs. La première lentille permet de focaliser le faisceau primaire GANIL sur la cible de production avec un diamètre de ± 0.2 mm. Le second solénoïde permet de récupérer les fragments produits jusqu'à 80 mrad de divergence. La cible de production tourne à des fréquences de l'ordre de 50 Hz afin de dissiper l'énergie du faisceau primaire. Elle peut aussi s'incliner de 0° à 45° afin de faire varier l'épaisseur apparente de la cible de production.

De la cible de production sort l'atome radioactif qui nous intéresse ainsi qu'une multitude d'autres noyaux que nous ne souhaitons pas implanter dans notre cible. Il faut donc purifier ce faisceau. C'est le rôle du spectromètre ALPHA et du dégradeur placé entre les deux dipôles de ce spectromètre dans la zone dispersive en énergie. La purification du faisceau est réalisée par un choix judicieux du Bp de la première partie du spectromètre qui va ainsi sélectionner le noyau radioactif voulu selon son rapport Q/M. Le ralentissement des ions dans le dégradeur achromatique introduit une dispersion en énergie selon le Z des éléments [BET-53]. L'ensemble constitué par la première partie du spectromètre, le dégradeur achromatique et la deuxième partie du spectromètre aboutit à une sélection en isotone de la région choisie. Les autres noyaux sont perdus dans les différentes fentes du spectromètre. Afin d'être achromatique, le dégradeur a une forme incurvée ce qui correspond à une épaisseur variable selon le rayon de courbure de l'ion. Le dégradeur est plus épais pour les rayons de courbure les plus grands. A l'opposé, pour les ions ayant un petit rayon de courbure, le dégradeur est plus mince.

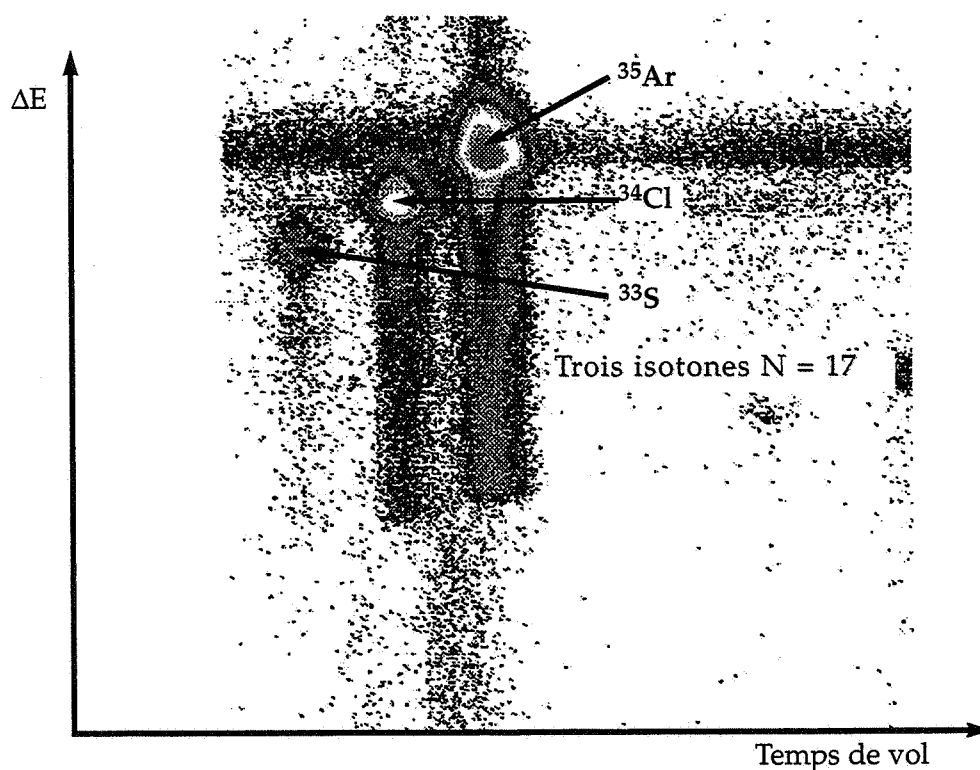


Figure IV.5 : Matrice d'identification des noyaux produits par la réaction ^{36}Ar (95 A.MeV) + ^{12}C avec SISSI et après purification à l'aide du dégradeur achromatique. Ces noyaux sont détectés avec une jonction Silicium.

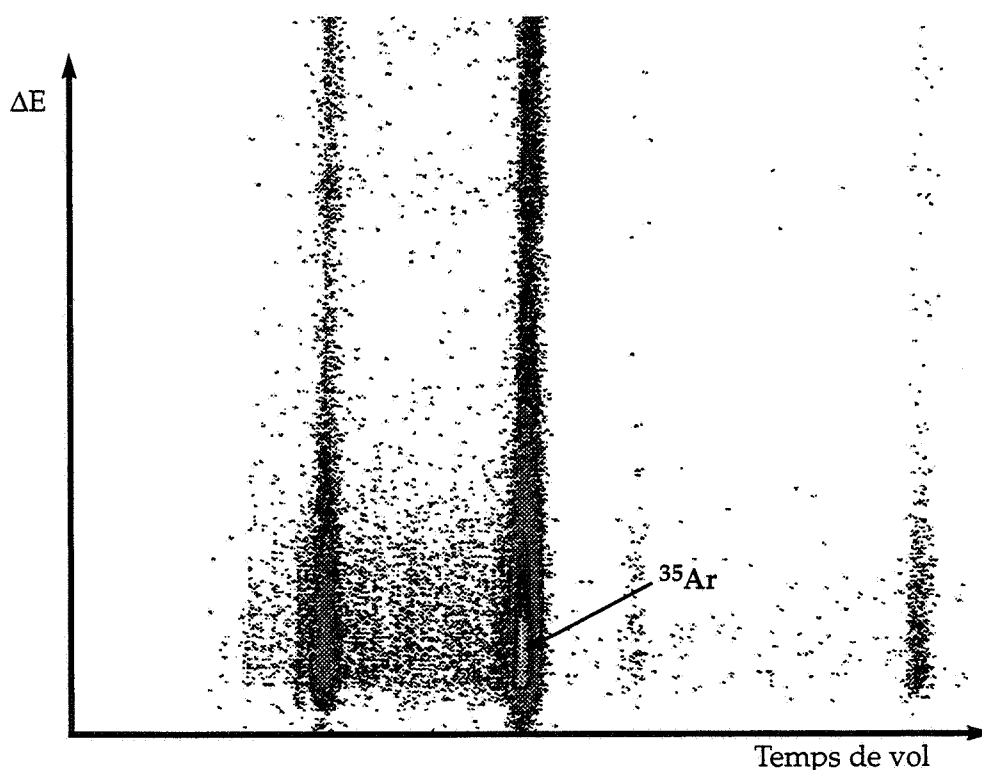


Figure IV.6 : Matrice d'identification des noyaux produits par la réaction ^{36}Ar (95 A.MeV) + ^{12}C avec SISSI mesurée dans l'aire SIRa avant implantation dans la cible de carbone. Ces noyaux sont détectés avec un scintillateur plastique.

Un détecteur Silicium insérable, placé à la sortie du spectromètre Alpha, est utilisé pour identifier les différents ions transmis lors des réglages du spectromètre. La figure IV.4 montre un exemple de l'identification des noyaux avant la mise en place du dégradeur. L'axe des ordonnées représente la perte d'énergie dans un détecteur Silicium de 300 μm d'épaisseur. Lors de la mesure, nous sommes obligés de diminuer l'intensité du faisceau primaire à l'aide d'un réducteur d'intensité car le Silicium supporte au plus $\approx 10^4$ pps. L'axe des abscisses représente le temps de vol des noyaux entre la cible de production et la jonction. La HF du cyclotron nous sert de référence temporelle. La perte d'énergie dans le Silicium permet une sélection en Z tandis que le temps de vol discrimine selon le rapport M/Q. Nous voyons nettement apparaître les noyaux de même numéro atomique ainsi que les courbes de même isospin (N-Z). L'identification des noyaux est alors sans ambiguïté. La figure IV.5 montre la même matrice mais après avoir introduit le dégradeur. Il ne reste que les isotones dont le plus important en intensité est l' ^{35}Ar . Les deux autres noyaux (^{34}Cl et ^{33}S) sont des polluants dont les intensités sont de plusieurs ordres de grandeur inférieures (2 à 3) à l'intensité de l' ^{35}Ar .

Un détecteur plastique situé dans la boîte diagnostique de la ligne haute énergie du séparateur SIRa comptabilise les particules juste avant implantation dans la cible chaude. Ce détecteur très rapide en temps peut supporter un taux de comptage élevé ($\approx 10^6$ pps). Comme nous pouvons le voir sur la figure IV.6, la même matrice d'identification permet une nouvelle fois l'identification de l' ^{35}Ar .

L'ensemble cible-source NANOGAN II est couplé à une cible chauffée par son axe (chapitre III.1) et composée de grains de diamètre 15 μm pour cette expérience. Le faisceau secon-

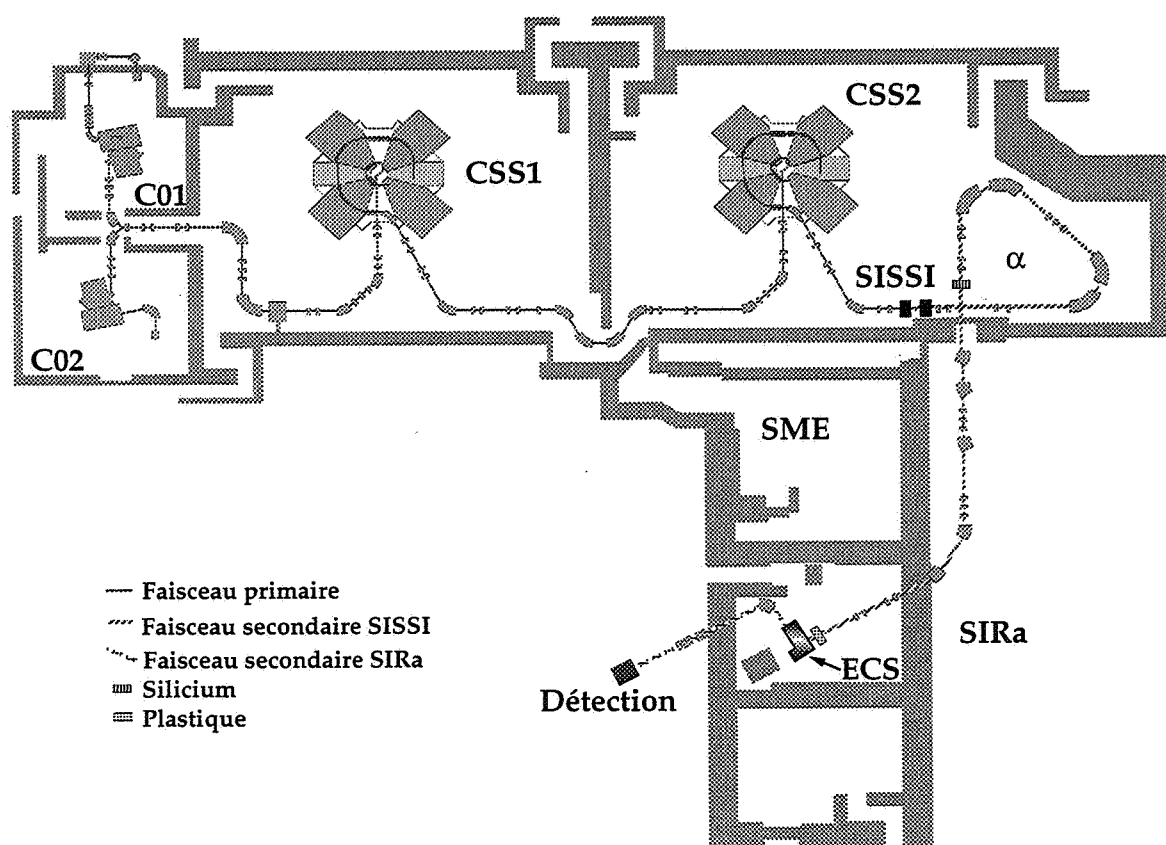


Figure IV.7 : Dispositif expérimental de la méthode directe avec l'équipement SISSI

daire est implanté dans la cible chaude. Les atomes radioactifs qui diffusent hors de la cible sont ionisés par la source R.C.E. NANOGAN II puis analysés et transportés par le séparateur SIRa jusqu'au point de détection.

La qualification et la quantification du noyau transmis au point de détection après implantation, diffusion hors de la cible et ionisation se font avec un détecteur Ge de haute résolution (≈ 2 keV). L'identification de la raie γ du noyau étudié ($E_\gamma = 1219$ keV pour l' ^{35}Ar) et la mesure du nombre d'évènements dans cette raie permettent de connaître le taux de production de ce noyau radioactif au point de détection. La figure IV.7 montre l'ensemble du dispositif expérimental permettant d'effectuer cette expérience sur le site du GANIL.

IV.2.1.2 MÉTHODE PAR LA SATURATION DU TAUX DE PRODUCTION

La méthode par saturation du taux de production est spécifique aux noyaux radioactifs de long temps de vie ($>$ quelques mn). Le faisceau primaire GANIL est directement envoyé sur la cible SIRa pour produire le noyau d'intérêt. Le noyau radioactif va alors diffuser hors de la cible et effuser jusqu'à la source pour être ionisé puis transporté au point de détection où il sera détecté et quantifié. Il nous suffit alors de déduire le taux de production pour plusieurs valeurs de la température de la cible. La courbe obtenue donne directement l'efficacité de diffusion-effusion en fonction de la température. Pour un temps de vie suffisamment long, la saturation correspond à l'efficacité maximale de diffusion-effusion c'est à dire 1 par définition.

Cette méthode a l'avantage de ne pas avoir besoin d'utiliser un faisceau secondaire mais la nécessité de mesures à différentes températures implique l'utilisation d'un temps de faisceau long.

Le dispositif expérimental est allégé par rapport à la méthode directe. L'ensemble cible-source est monté dans SIRa ainsi que la détection associée.

IV.2.1.3 MÉTHODE UTILISANT LE TEMPS DE MONTÉE

Le faisceau primaire GANIL irradie notre cible de carbone maintenue à une température constante. Mais l'irradiation ne va pas être continue. A un temps t_0 , on irradie la cible. Au point de détection du séparateur, on regarde l'évolution de la radioactivité liée au nucléide étudié en fonction du temps. Une fois la saturation atteinte, équilibre entre le nombre de noyaux arrivant sur la bande d'implantation et le nombre de noyaux se désintégrant, on peut couper le faisceau primaire. Cette mesure correspond à un cycle que nous répétons plusieurs fois afin d'obtenir une statistique suffisante. Entre chaque cycle, nous déroulons la bande où sont implantés les ions radioactifs de très basse énergie, de manière à évacuer la radioactivité résiduelle vers une zone blindée en plomb. On obtient alors l'allure de la courbe sur la figure IV.8. Elle peut être décomposée en deux parties : la première partie correspond à une augmentation progressive de la radioactivité à partir de t_0 . La seconde partie correspond à l'équilibre où une quantité égale de noyaux sont implantés et se désintègrent. A partir de cette courbe et de l'équation IV.4, on peut déduire les deux coefficients μ_0 et ν puis calculer l'efficacité de diffusion-effusion à partir de l'équation II.49 :

$$\xi_{\text{diff_eff}} = \frac{6}{\pi^2} \left(\frac{\nu}{\nu + \lambda} \right) \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{1}{k^2 + \frac{\lambda}{\mu_0}} \right) = 3 \frac{\left(\sqrt{\pi^2 \lambda / \mu_0} \coth \sqrt{\pi^2 \lambda / \mu_0} - 1 \right)}{\pi^2 \lambda / \mu_0} \left(\frac{\nu}{\nu + \lambda} \right) \quad (\text{II.49})$$

Cette méthode est valable tant que l'on peut observer l'augmentation de la radioactivité ainsi que le plateau à l'équilibre. Pour la pente, comme nous avons une résolution temporelle minimale de 1 μs , cela permet d'étendre cette méthode à tous les noyaux que nous étudions dans la région des courts temps de vie. Par contre, pour atteindre le plateau, $T_{1/2}$ ne doit pas être trop important si on veut avoir suffisamment de temps pour effectuer la mesure et accumuler la statistique de plusieurs cycles.

Dans l'équation IV.3, $\tau_{\text{des}}(t)$ est une fonction correspondant à l'évolution de la radioactivité en fonction du temps. Elle résulte de l'intégration du produit de $\tau_{\text{eff}}(t)$ (calculée au chapitre II, équation II.48) par un terme de décroissance radioactive qui est la conséquence de perte d'atomes lors de l'ionisation, de l'analyse, du transport et de la détection de notre ion radioactif.

$$\tau_{\text{des}}(t) = \lambda \int_{t'=0}^{t'=t} \tau_{\text{eff}}(t') e^{-\lambda(t-t')} dt' \quad (\text{IV.3})$$

soit :

$$\tau_{\text{des}}(t) = \frac{6Q}{\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\mu_0}{\mu_k + 1} \left\{ \frac{v}{v + \lambda} e^{-\lambda t} - \frac{\lambda}{\mu_k} e^{-\lambda t} \left[1 - \frac{v e^{-\mu_k t}}{v - \mu_k} - \left(\frac{\mu_k}{v + \lambda} - \frac{\mu_k}{v - \mu_k} \right) e^{-v t} \right] \right\} \quad (\text{IV.4})$$

La courbe de la figure IV.8 est la courbe issue de l'acquisition et corrigée du taux d'acceptation de notre acquisition. Il est important d'effectuer cette correction car la pente de la courbe sur la figure IV.8 joue un rôle important sur la déduction finale des coefficients d'Arrhenius. Comme nous le voyons sur la figure IV.9, le taux d'acceptation varie beaucoup dans les premières secondes. Cette variation est corrélée avec la mesure de radioactivité car au fur et à mesure que la radioactivité apparaît, le taux d'acceptation diminue. Le plateau de la courbe de radioactivité correspond bien au plateau du taux d'acceptation (dans notre cas, 70% des événements sont détectés).

La mesure du taux d'acceptation en fonction du temps est effectuée à l'aide d'un générateur d'impulsion (Resarch Pulser, Model 448, EG&G, ORTEC). Celui-ci délivre un signal pulsé (93 pulse.s⁻¹) qui est envoyé à travers toute la chaîne électronique d'acquisition. Ce signal est discriminé de ceux des γ issus des noyaux radioactifs grâce à un marquage réalisé sur le "trigger" de l'acquisition (une voie du MDR "Module de Décision Rapide" ou en anglais FDM 5155, Creative Electronic Systems). Le rapport entre le nombre d'impulsions reçu par l'acquisition et le nombre délivré par le générateur nous donne le taux d'acceptation.

L'ensemble de cette mesure est rendu possible par l'utilisation d'un module spécifique : le module HCMR "Horloge pour séquence de Collection et Mesure de Radioactivité" [WIT-96] qui permet de commander le hacheur de la machine depuis notre détection et le déplacement de la bande d'implantation. De plus, cette horloge permet l'introduction du paramètre temps indispensable pour cette mesure (voir Annexe A).

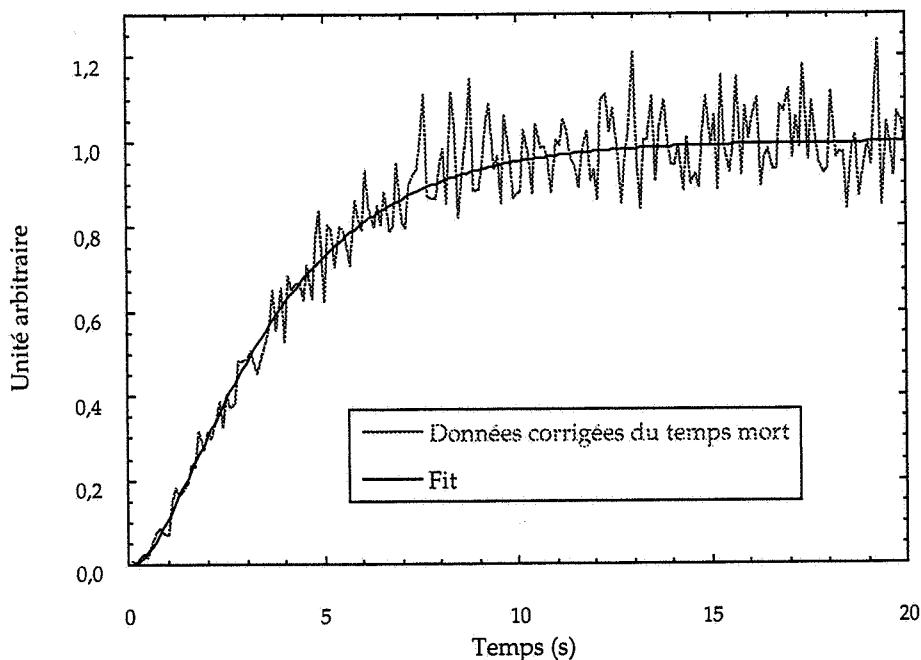


Figure IV.8 : Représentation de la radioactivité du noyau d'intérêt en fonction du temps corrigé du taux d'acceptation. Le trait plein représente le fit par la fonction d'efficacité de diffusion-effusion.

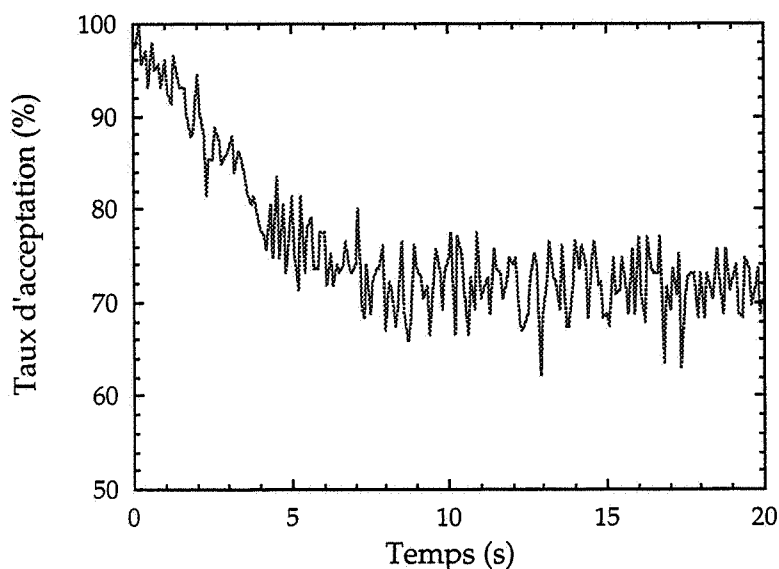


Figure IV.9 : Taux d'acceptation de l'acquisition en fonction du temps c'est à dire en fonction de l'apparition de la radioactivité

Nous avons développé un programme qui va déterminer les deux paramètres μ_0 et v en minimisant le χ^2 (chapitre IV.2.2). Ce programme utilise les sousroutines (du livre Numerical Recipes [PRE-88]) de minimisation et demaximisation d'une fonction à plusieurs variables. Nous utilisons la "méthode Powell" ou "Direction Set (Powell's) Methods in Multidimensions" (page 309). Cette méthode intègre la sousroutine "LINMIN" qui permet de trouver une nouvelle direction de recherche à chaque itération du programme. Ce nouveau jeu de variables (qui donne la nouvelle direction) dépend de la valeur de la fonction pour le jeu de variables antérieures. Dans notre cas, il est choisi de façon à diminuer la valeur de la fonction. Ayant obtenu ces deux paramètres pour une température donnée, il suffit de les réintroduire dans la formule II.49 pour obtenir l'efficacité de diffusion-effusion.

Maintenant que nous avons trouvé les efficacités de diffusion-effusion, nous pouvons en déduire les coefficients d'Arrhenius. Comme nous le verrons au chapitre IV.2.3.1, la méthode par temps de montée a été étudiée comme une alternative aux autres méthodes et ne donnera pas lieu à des valeurs de coefficients d'Arrhenius.

IV.2.2 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET EXTRACTION DES COEFFICIENTS D'ARRHENIUS

Pour chaque méthode, afin d'en déduire les coefficients d'Arrhenius, il faut construire la courbe $\xi_{\text{diffusion-effusion}}$ en fonction de la température T (K) de notre cible. En utilisant l'équation de diffusion-effusion (équation II.49) calculée au chapitre II, on peut obtenir les coefficients d'Arrhenius $\text{Log}(D_0)$ et E_a . Ces coefficients sont choisis de façon à minimiser le χ^2 [BEV-69] :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{[f(i) - f_{\text{mesure}}(i)]^2}{\sigma(i)^2} \quad (\text{IV.5})$$

où $f(i)$ est la fonction à ajuster par rapport aux données $f_{\text{mesure}}(i)$. N représente le nombre de données. On utilisera plus volontiers le χ^2 réduit c'est à dire :

$$\chi^2_{\text{réduit}} = \frac{\chi^2}{\eta} \quad (\text{IV.6})$$

η est le nombre de degré de liberté. Sa valeur est égale au nombre de données moins le nombre de variables : $\eta = N - n$ (nombre de variables).

La méthode par mesure directe a permis de mesurer l'efficacité totale du séparateur pour l' ^{35}Ar ($T_{1/2} = 1.775$ s). Nous allons expliciter le cas à $T = 2070$ K. L'efficacité totale mesurée est de $\xi_{\text{totale}} = 0.34(0.02)\%$. L'efficacité de transport a été mesurée à l'aide de la fuite calibrée, nous avons obtenu comme valeur : $\xi_{\text{transport}} = 49.4(1.0)\%$. On a pu aussi en déduire l'efficacité d'ionisation soit $\xi_{\text{ionisation}} = 4.6(0.2)\%$. Nous possédons tous les éléments pour calculer à partir de l'équation IV.4 l'efficacité de diffusion-effusion soit $\xi_{\text{diffusion-effusion}} = 15.3(1.3)\%$. Ces efficacités ont été mesurées pour plusieurs températures. Les données suivent bien l'allure de la courbe de la fonction d'efficacité de diffusion-effusion déterminée au chapitre II (figure IV.10).

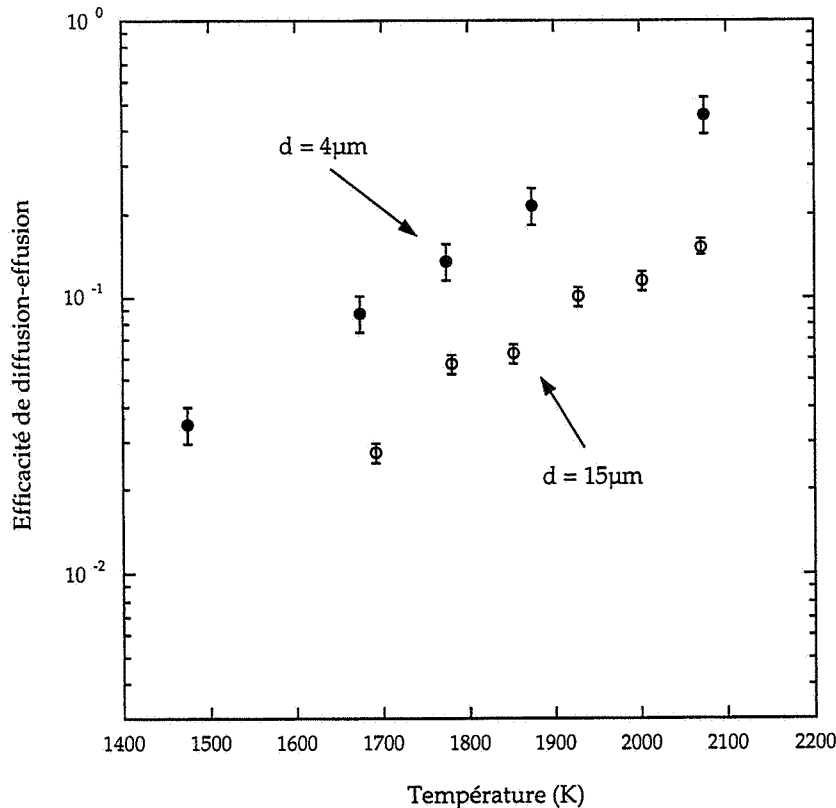


Figure IV.10 : Résultats expérimentaux de l'efficacité de diffusion avec l'ensemble cible-source ECR3 (grain 4 μm) et l'ensemble cible-source NANOGAN II (grain 15 μm) pour l' ^{35}Ar

En comparant ces données avec celles de l'ensemble cible source ECR3, on trouve une efficacité moindre d'un facteur 2 à 3. La seule différence importante entre ces deux expériences est la cible utilisée et plus particulièrement la taille des grains la composant : 15 μm avec l'ensemble NANOGAN II contre 4 μm pour l'ensemble ECR3. Nous reviendrons plus en détails sur ce résultat dans le chapitre IV.2.5. .

La méthode par saturation du taux de production a été utilisée pour déterminer les coefficients d'Arrhenius $\text{Log}D_0$ et E_a pour le ^{77}Kr ($T_{1/2} = 74.4 \text{ mn}$). On peut remarquer, sur la figure IV.11, que la courbe d'efficacité de diffusion-effusion obtenue est pratiquement la même pour deux intensités différentes (100 nA et 1 μA) du faisceau primaire. L'écart entre les deux courbes permet d'obtenir l'erreur sur la méthode et donc sur les coefficients d'Arrhenius. Ceci montre qu'il n'existe pas d'effet de chauffage local. En effet, 1 μA de ^{78}Kr n'apporte que 167 W à comparer avec la puissance ohmique du chauffage de 1800 W pour atteindre une température de 2200 K.

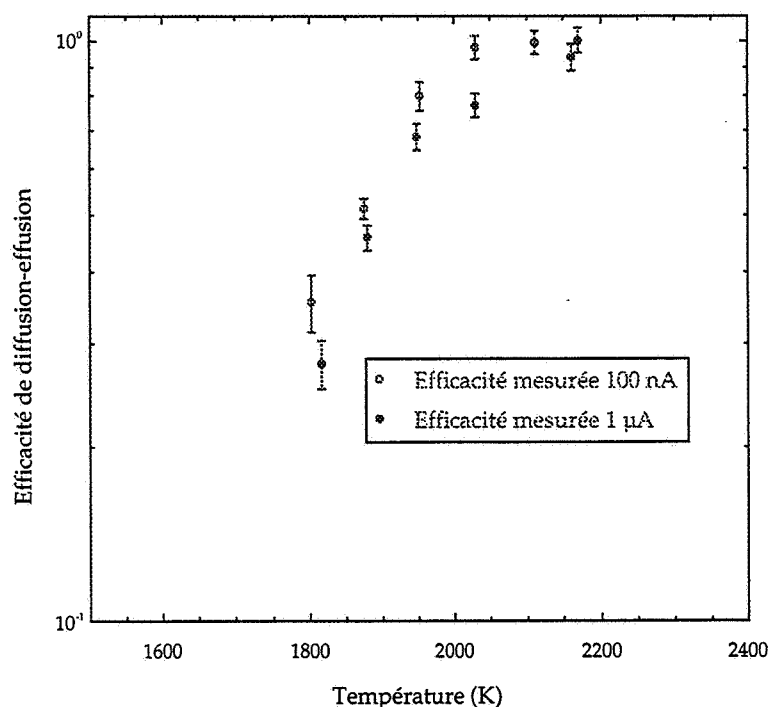


Figure IV.11 : Efficacité de diffusion-effusion pour le ^{77}Kr ($T_{1/2} = 74.4 \text{ mn}$). Les points correspondent aux données expérimentales

La méthode par temps de montée a été appliquée au noyau d' ^{35}Ar ($T_{1/2} = 1.775 \text{ s}$). Les points de mesure ont été réalisés pour des températures couvrant la gamme 1400 - 2000 K. La cible utilisée était la cible de carbone dont la taille des grains valait 4 μm . Le tableau IV-1 résume les valeurs de μ_0 et v qui ont été déterminées ainsi que les efficacités de diffusion-effusion correspondantes.

Le résultat de la mesure est tracé sur la figure IV.12. On a également tracé la courbe qui reproduit l'efficacité de diffusion-effusion mesurée (courbe en trait plein) lors d'une précédente expérience (cette courbe correspond aux points noirs de la figure IV.10) pour une cible composée de grains de 4 μm par la méthode de mesure directe. L'erreur sur les points de

| Température (K) | μ_0 (s ⁻¹) | ν (s ⁻¹) | $\xi_{\text{diffusion}}$ | ξ_{effusion} | $\xi_{\text{diffusion-effusion}}$ |
|-----------------|----------------------------|--------------------------|--------------------------|-------------------------|-----------------------------------|
| 2174 | 0.083(0.008) | 4.06(0.41) | 0.37(0.02) | 0.91(0.01) | 0.34(0.02) |
| 2100 | 0.114(0.011) | 2.84(0.18) | 0.42(0.02) | 0.88(0.01) | 0.37(0.02) |
| 1661 | 4(2) 10 ⁻⁴ | 3.5(0.03) | 0.050(0.014) | 0.90(0.01) | 0.044(0.010) |
| 1483 | 9(2) 10 ⁻⁵ | 3.5(0.03) | 0.024(0.002) | 0.90(0.01) | 0.021(0.002) |

Tableau IV-1 : Efficacités de diffusion-effusion déduites de la méthode par temps de montée pour l'³⁵Ar ($T_{1/2} = 1.775$ s)

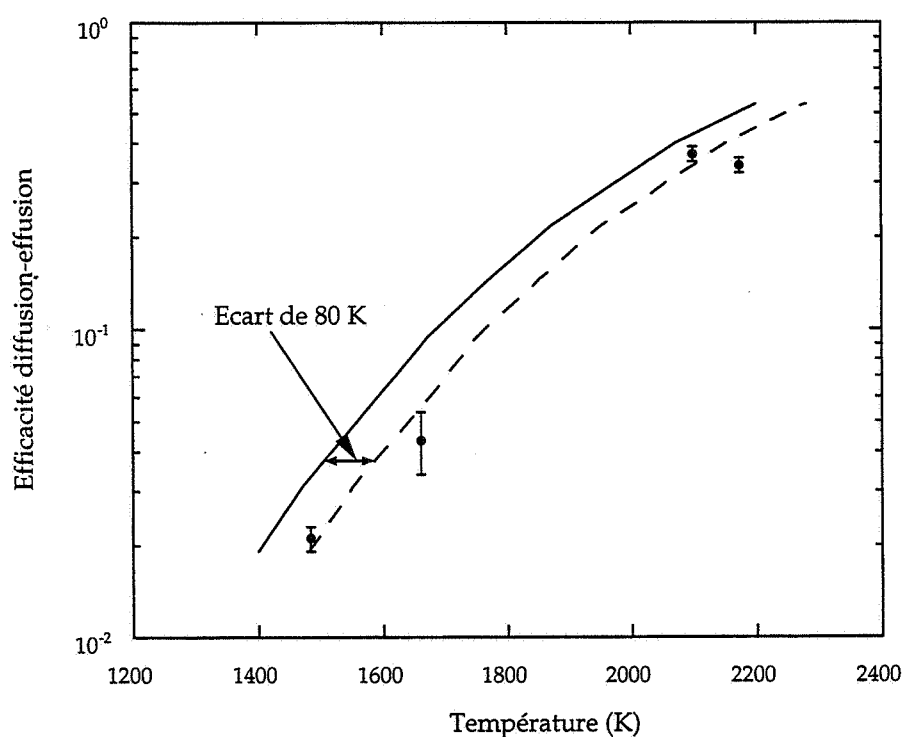


Figure IV.12 : La courbe correspond aux mesures effectuées avec la méthode directe. Les points expérimentaux correspondent à la méthode utilisant le temps de montée. La courbe en pointillée correspond à la courbe en trait plein déplacé de 80 K.

mesure issus de la méthode par temps de montée a été calculée comme suit : l'erreur sur μ_0 et ν est l'écart entre les valeurs de μ_0 et ν pour χ^2 et $\chi^2 + 1$. A partir de ces erreurs, nous en déduisons les erreurs sur les efficacités de diffusion-effusion. La courbe en trait pointillé résulte du déplacement de la courbe en trait plein de 80 K. Nos points de mesure semblent

suivre cette courbe ce qui autorise à penser que l'allure est bonne mais les valeurs absolues différentes. Pour les deux températures de 1661 K et 1483 K, la variable v est devenue une constante car le programme de minimisation divergeait. Cette transformation est réaliste puisque nous conservons une efficacité d'effusion de 90%. Ceci est tout à fait compatible avec le temps de demi-vie de l' ^{35}Ar ($T_{1/2} = 1.775$ s). En général, l'écart entre les points mesurés par cette méthode et ceux par la méthode de mesure directe est tout au plus d'un facteur deux à trois. Ce résultat peut sembler raisonnable si on considère que cet écart peut être dû à l'erreur sur la mesure de température (soit une erreur de 4.5% en moyenne).

Les coefficients d'Arrhenius se déduisent des courbes représentant les efficacités de diffusion-effusion en fonction de la température. Il faut trouver le couple ($\text{Log}(D_0)$ et E_a) qui reproduit le plus fidèlement possible les mesures expérimentales. Le couple retenu est celui qui minimise le χ^2 . En utilisant les données du ^{18}Ne ($T_{1/2} = 1.67$ s) mesurées à partir des références [MAU-94, LEC-97 a], nous avons toute une gamme de valeurs des coefficients d'Arrhenius pour les gaz rares. Le tableau IV-2 en résume toutes les valeurs.

La figure IV.13 montre que l'évolution, aussi bien pour $\text{Log}(D_0)$ que pour E_a est quasi-linéaire avec le Z de l'atome radioactif. C'est la première fois qu'un tel comportement est observé pour les coefficients de diffusion au sein d'une même famille d'éléments. L'évolution du coefficient de diffusion D calculé pour une température constante de 2300K, en fonction du numéro atomique des atomes radioactifs, est tout aussi étonnante. Il apparaît une évolution quasi-constante aux barres d'erreur près (figure IV.14). C'est à dire qu'à cette température et pour une matrice de graphite, les atomes radioactifs de ^{18}Ne , ^{35}Ar et de ^{77}Kr diffusent de la même manière. Un des points de mesure est confirmé par celle de la référence de Kirchner [KIR-97] pour le coefficient de diffusion du ^{84}Kr dans du carbone similaire à celui que nous utilisons (4 μm de diamètre de grain et 9% de porosité ouverte). Pour confirmer cette évolution, des mesures avec des isotopes d'He et de Xe sont nécessaires.

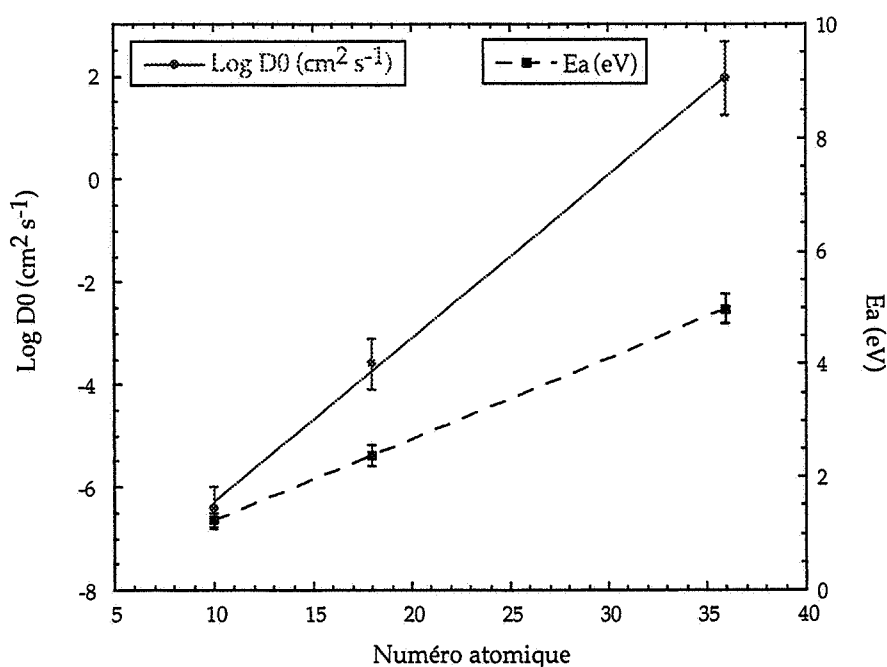


Figure IV.13 : Résultats expérimentaux des coefficients d'Arrhenius mesurés avec le séparateur SIRa pour les gaz rares diffusant dans du carbone graphite

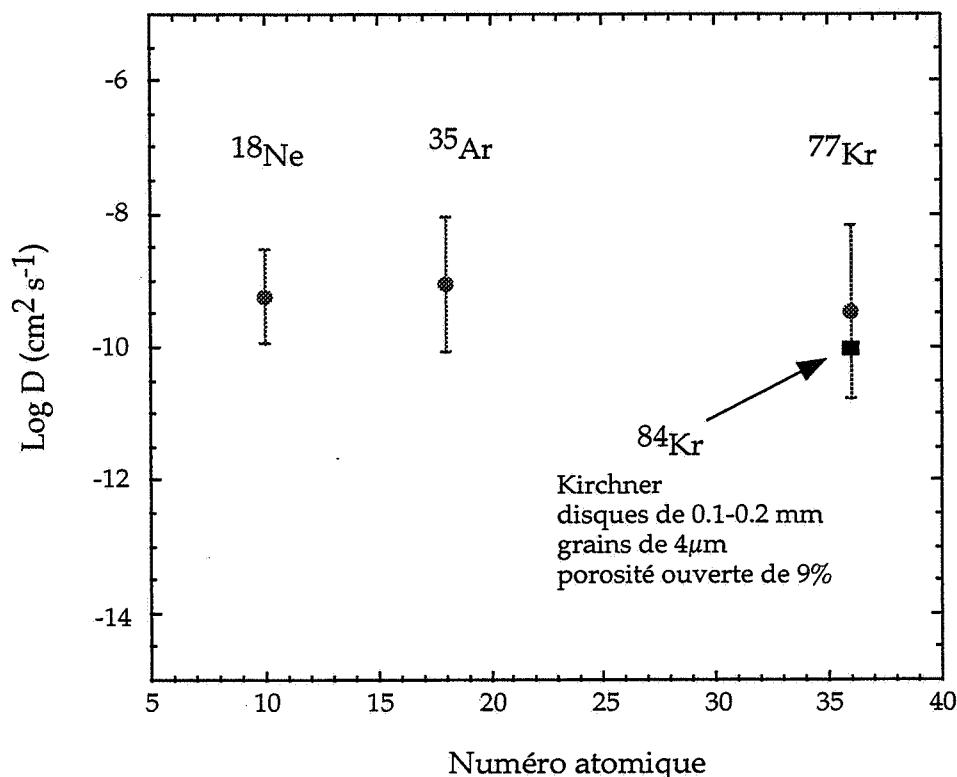


Figure IV.14 : Calcul du coefficient de diffusion des gaz rares dans une matrice de carbone graphite.

| Noyau (T1/2) | Log(D ₀) (cm ² .s ⁻¹) | E _a (eV) | χ ² _{réduit} |
|----------------------------|--|---------------------|----------------------------------|
| ¹⁸ Ne (1.67 s) | -6.4 (2.6) | 1.24 (0.13) | 1.52 |
| ³⁵ Ar (1.775 s) | -3.6 (0.5) | 2.38 (0.19) | 0.55 |
| ⁷⁷ Kr (74.4 mn) | 1.95 (0.17) | 4.98 (0.26) | 1.34 |

Tableau IV-2 : Récapitulatif des coefficients d'Arrhenius pour la diffusion d'éléments gazeux de type gaz rares dans notre cible de carbone

IV.2.3 COMPARAISON DES TROIS MÉTHODES

Généralement, ces trois méthodes nécessitent que :

- la source soit stable pendant toute la mesure.
- la température mesurée corresponde bien à la température de la zone où diffusent les atomes radioactifs. Ceci implique que la puissance apportée par le faisceau primaire soit faible comparée à la puissance du chauffage ohmique. Ainsi le dépôt d'énergie apportée localement par le faisceau primaire contribue peu à modifier localement la température. Il est toujours préférable de travailler à faible puissance c'est à dire avec une faible intensité du faisceau primaire.

- le chauffage soit suffisamment important pour chauffer la cible dans le cas où la puissance apportée par le faisceau primaire est faible (cas de la mesure directe)

La méthode par mesure directe est adaptée à un nombre important de noyaux radioactifs ($ms < T_{1/2} < \text{heure}$). La déduction des efficacités de diffusion-effusion ne fait appel à aucun programme, elle nécessite seulement de bien connaître les efficacités d'ionisation et de transport. Ce qui est toujours réalisé grâce à la fuite calibrée. Son principal inconvénient, qui en fait une mesure difficile à réaliser, est l'utilisation d'un faisceau d'ions radioactifs d'une intensité importante. La réalisation de ce faisceau nécessite un long temps de préparation.

La méthode utilisant la saturation du taux de production est facile et rapide à mettre en œuvre mais elle n'est applicable que pour des nucléides à long temps de vie. En effet, il faut que dans la gamme de température à laquelle nous travaillons (1500 K - 2400 K) la saturation apparaisse.

La mesure par temps de montée, faite pour l' ^{35}Ar montre rapidement ses limites. Comparée à la méthode par mesure directe, malgré les barres d'erreur et pour une cible ayant les mêmes caractéristiques, cette méthode ne reproduit pas correctement la courbe d'efficacité de diffusion-effusion. Une des difficultés provient du fait qu'il existe une ambiguïté dans la déduction des coefficients v et μ_0 qui a pour conséquence l'existence de plusieurs couples (v, μ_0) qui donne un χ^2 proche du minimum. Nous allons développer ce point dans le sous chapitre suivant.

IV.2.3.1 AMBIGUÏTÉ ENTRE DIFFUSION ET EFFUSION

La méthode du temps de montée permet donc de déterminer μ_0 (coefficient lié à la diffusion) et v (coefficient lié à l'effusion). L'efficacité de diffusion-effusion dépend de ces deux variables. Nous allons construire deux graphiques à deux variables μ_0 et v . Nous allons faire varier v entre 0 - 25 s^{-1} et μ_0 entre 0 - 0.3 s^{-1} . Nous calculons alors la fonction $\chi^2(\mu_0, v)$ représentée par la figure IV.15 et l'efficacité de diffusion-effusion sur la figure IV.16. Ces fonctions sont calculées à partir des données mesurées pour l' ^{35}Ar à 2100 K. Il apparaît alors une vallée qui s'étend entre 0.01 - 0.08 s^{-1} pour μ_0 et 3 - 6 s^{-1} pour v à l'intérieur de laquelle les valeurs du χ^2 sont quasiment identiques ($\Delta\chi^2 < 0.1$, figure IV.15). Mais l'efficacité de diffusion-effusion, quant à elle, est complètement différente car elle varie de 20% à 55% (figure IV.16) pour cette même zone. Ceci implique qu'une ambiguïté entre μ_0 et v entraîne une forte variation de l'efficacité de diffusion-effusion. Ceci peut expliquer en partie le désaccord que nous avons observé expérimentalement. Si cette méthode est expérimentalement assez simple à utiliser, l'analyse qui en découle peut amener de grandes erreurs sur la détermination des efficacités de diffusion-effusion et par voie de conséquence sur les coefficients d'Arrhenius.

Pour de futures expériences de mesures de coefficients d'Arrhenius, deux méthodes sont à retenir selon la gamme de temps de vie du noyau radioactif et la complexité du dispositif expérimental:

- $ms < T_{1/2} < \text{heure}$: méthode par mesure directe
- $mn < T_{1/2}$: méthode par saturation du taux de production

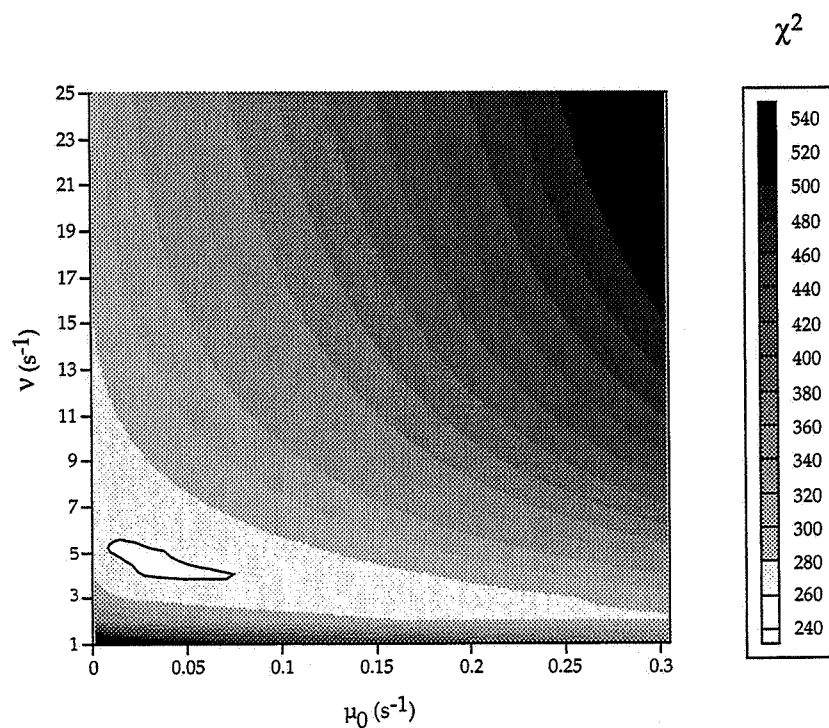


Figure IV.15 : Représentation de la fonction χ^2 en fonction de μ_0 et ν . La zone la plus claire (blanche) correspond aux valeurs minimales de χ^2

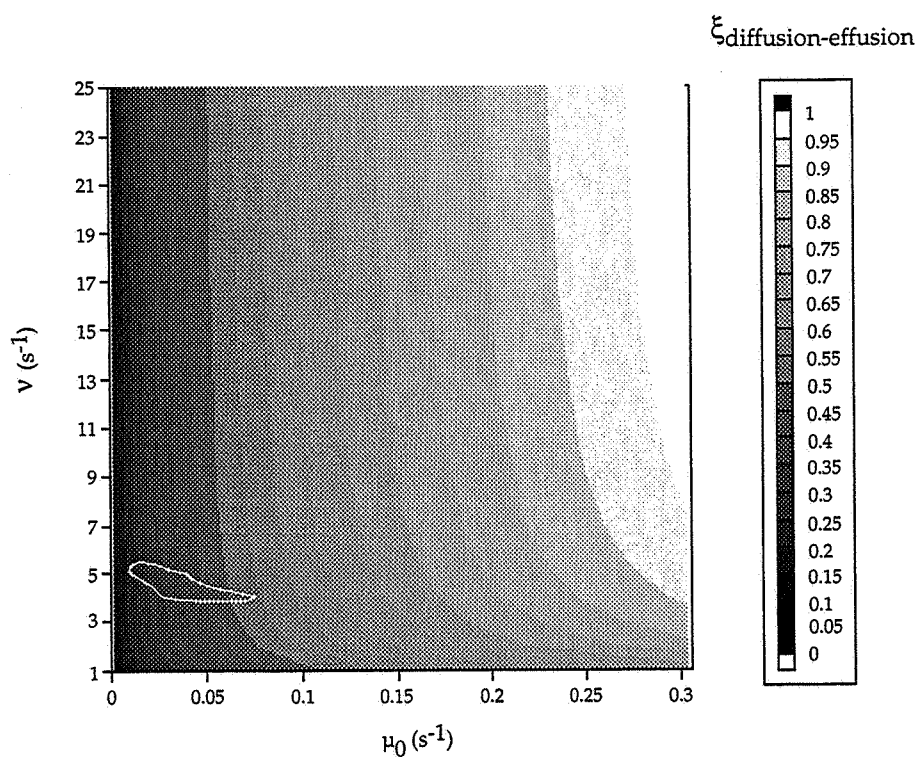


Figure IV.16 : Efficacité de diffusion calculée en fonction de μ_0 et ν . La zone entourée correspond aux valeurs minimales de χ^2 de la figure IV.15

Nous allons à présent revenir sur le résultat expérimental issu de la mesure de l'efficacité de diffusion-effusion faite pour deux types de carbone différent.

IV.2.4 RÔLE DE LA TAILLE DES GRAINS COMPOSANTS LA CIBLE

Reprenons le cas de ^{35}Ar et le résultat de la mesure des efficacités de diffusion-effusion par la méthode directe (chapitre IV.2.2). Les points noirs, sur la figure IV.17, sont les efficacités mesurées avec l'ensemble ECR3 et une cible 4 μm . Nous en déduisons les coefficients d'Arrhenius $\text{Log}D_0$ et E_a . Si nous réintroduisons ces deux coefficients dans la formule d'efficacité II.49 en remplaçant la taille de 4 μm par 15 μm on obtient alors la courbe en petits pointillés où viennent se positionner les points vides issus de la mesure faite avec l'ensemble NANOGAN II. Cette mesure a été faite avec un carbone composé de grains de 15 μm de diamètre. Ceci montre que la taille des grains est un des paramètres principaux qui gouverne la diffusion dans notre cible et que les coefficients d'Arrhenius sont seulement dépendants du couple atome diffusant/cible. L'effusion intergrain n'intervient pas puisque la porosité ouverte est égale dans les deux cas (8%).

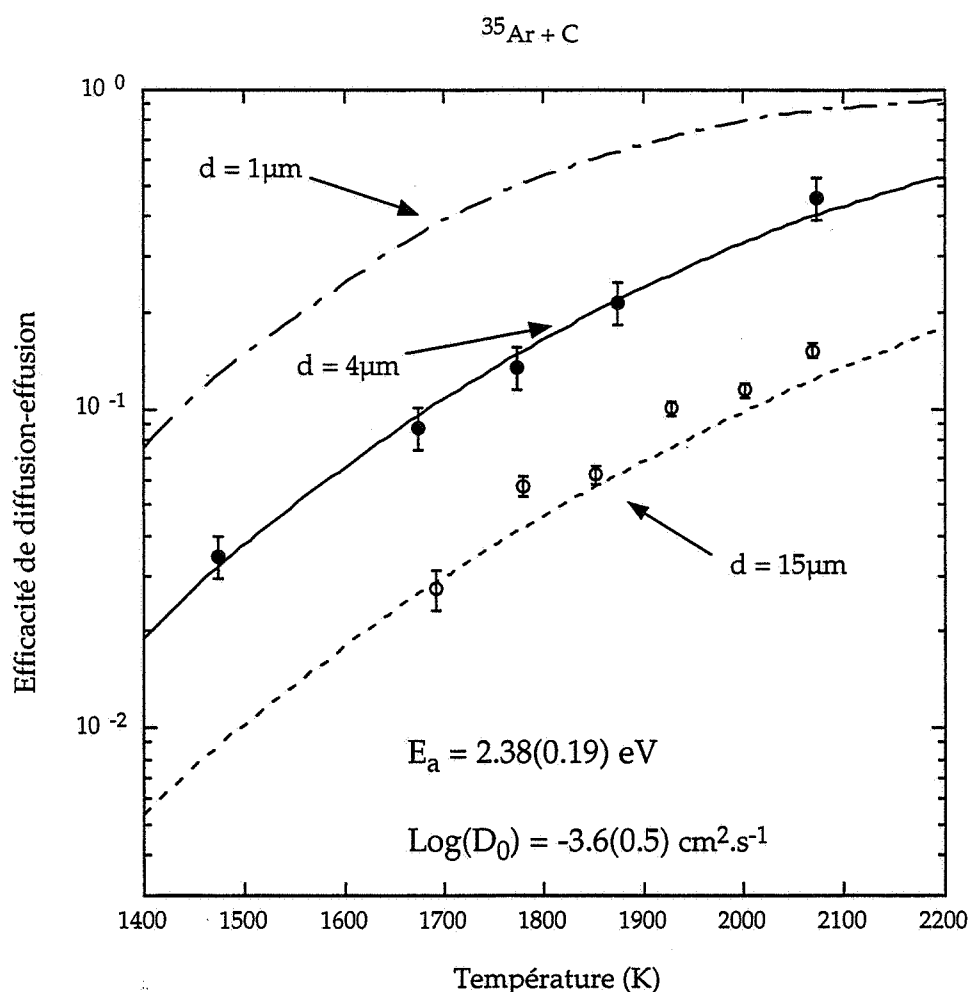


Figure IV.17 : Compilation des efficacités de diffusion-effusion mesurées pour le noyau radioactif d' ^{35}Ar . Les courbes calculées représentent l'efficacité de diffusion-effusion calculée pour les tailles de grains correspondants et les coefficients d'Arrhenius de ^{35}Ar .

Les résultats du ^{77}Kr , présentés dans la figure IV.18, viennent confirmer ce fait. Les points correspondent à la mesure effectuée avec l'ensemble ECR3 et une cible 4 μm . La courbe a été calculée avec les coefficients d'Arrhenius obtenus à partir de l'ensemble NANOGAN II et de la cible 15 μm . On aboutit à la même conclusion que précédemment.

Sur la figure IV.17, la courbe en grand pointillés est une extrapolation de la courbe d'efficacité de diffusion-effusion pour un carbone graphite qui serait composé de grains de 1 μm de diamètre. Cela permettrait un gain d'un facteur ≈ 2.5 sur l'efficacité soit une efficacité de diffusion-effusion de 33.3 % pour un graphite de 4 μm comparé à 80.0 % pour un graphite de 1 μm et cela à une température de 2000 K (1727 $^{\circ}\text{C}$). On peut ainsi obtenir une efficacité de 97.9 % pour de l' ^{35}Ar qui sera produit dans la cible de SPIRAL chauffée à 2400 K. Une autre conséquence est un gain non négligeable pour des noyaux à très court temps de vie. Prenons le cas de l' ^{31}Ar ($T_{1/2} = 15$ ms). Le passage d'un carbone de 4 μm à 1 μm correspond à un gain d'un facteur ≈ 3.5 sur l'efficacité de diffusion à 2400 K. Ce gain sur le taux de production est important pour ce type de noyau loin de la vallée de stabilité donc en général produit avec une section efficace très faible.

Nous allons maintenant étudier l'influence du chauffage de la cible sur le fonctionnement de la source R.C.E. ainsi que le comportement de la source en-ligne.

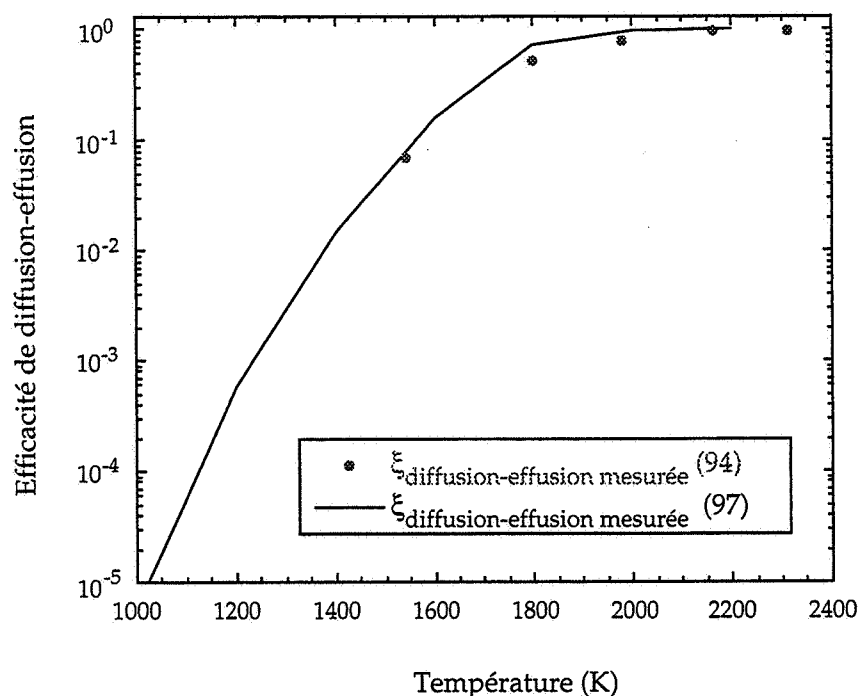


Figure IV.18 : Comparaison entre les efficacités de diffusion-effusion mesurées avec l'ensemble cible-source ECR3 et NANOGAN II pour le ^{77}Kr .

IV.3 LE COMPORTEMENT DE LA SOURCE EN LIGNE

IV.3.1 LE DÉGAZAGE DE LA CIBLE

L'association de la source et de la cible chaude, via le tube transfert, modifie quelque peu les caractéristiques de la source. Ceci est aggravé lorsque nous utilisons le faisceau primaire de 400 W. Les différences de comportement de la source sont surtout liées au chauffage de la cible et sa température. La cible est montée à l'air libre avec beaucoup de précaution afin d'éviter d'apporter des éléments pouvant polluer la source : gants en plastique pour éviter le contact entre la main et la cible, chaque pièce (exceptées celles en carbone) est nettoyée avec de l'alcool pur avant montage. Malgré ces précautions, la cible, au fur et à mesure de sa montée en température, dégage de nombreux éléments tels que de l'eau, de l'oxygène, du carbone, de l'oxyde de carbone, du dioxyde de carbone et d'autres impuretés faibles en quantité mais suffisantes pour gêner le fonctionnement de la source. De plus, le pompage dans cette région est réalisé via le trou de l'électrode plasma, celui du tube transfert et par des ouvertures faites dans le support de ce tube. La conductance est donc faible et ces impuretés difficiles à pomper. Lorsque nous mettons en marche la source, nous ne pouvons la régler car les paramètres (flux du gaz support, puissance HF) ne peuvent être modifiés sans entraîner un courant débité par la source trop important. Au début de la période du chauffage de la cible, on ne peut pas mettre de gaz support, elle accepte seulement quelques Watt de puissance HF. La tension d'extraction doit être limitée à 15 kV sous peine de décharges penning. Si on essaye de passer outre, la source débite alors un courant de 2 voire 3 mA, ce qui est loin de son point de fonctionnement optimal (≈ 1 mA, 20 kV, 150 W). Ceci implique un temps de préparation d'une centaine d'heures pendant lequel il est nécessaire de maintenir la cible à ≈ 1800 K afin qu'elle dégage tous les éléments qu'elle contient.

Le choix des matériaux entourant la cible est tout aussi important. Il faut qu'ils puissent tenir à des températures de l'ordre de 2500 K et contenir le moins d'impuretés possibles. Prenons l'exemple du nitrure de bore utilisé comme isolant électrique et possédant une bonne tenue à la température. Ce genre de matériau absorbe facilement de l'eau qu'il rejette lorsque la cible chauffe. Même si les quantités d'eau semblent macroscopiquement faibles, du point de vue du dégazage, le temps pour tout rejeter ne l'est pas et il peut être de l'ordre de plusieurs jours voire de plusieurs semaines.

Les conséquences du dégazage de la cible sur la source sont de deux ordres : la première est la pollution du Q/M d'un atome radioactif par un stable. Les figures IV.19 et IV.20 montrent que le spectre source avec cible froide contient moins de contaminants que le spectre avec cible chaude. Par exemple, le ^{35}Cl stable se mélange avec l' ^{35}Ar impliquant un faisceau très pollué où les ions radioactifs sont noyés parmi les ions stables. La seconde conséquence est un mauvais réglage de la source influençant la distribution d'états de charge : sur la figure IV.21, sont représentées trois distributions d'états de charge de l' ^{40}Ar pendant trois phases différentes de fonctionnement : source seule, source avec la cible pendant le dégazage et source avec la cible dégazée et chaude. Le premier cas et le dernier cas sont identiques ce qui veut dire qu'une fois la cible dégazée, le fonctionnement de la source n'est plus influencé par la cible chaude. Cette figure montre bien la forte diminution du pic de l' Ar^{8+} et l'augmentation de celui de l' Ar^{1+} pendant le dégazage.

Pour SPIRAL, il sera nécessaire d'utiliser des matériaux les plus purs possibles. Le nitrure de bore (HP Grade de CARBORUNDUM) utilisé dans les cibles SIRa comme isolant élec-

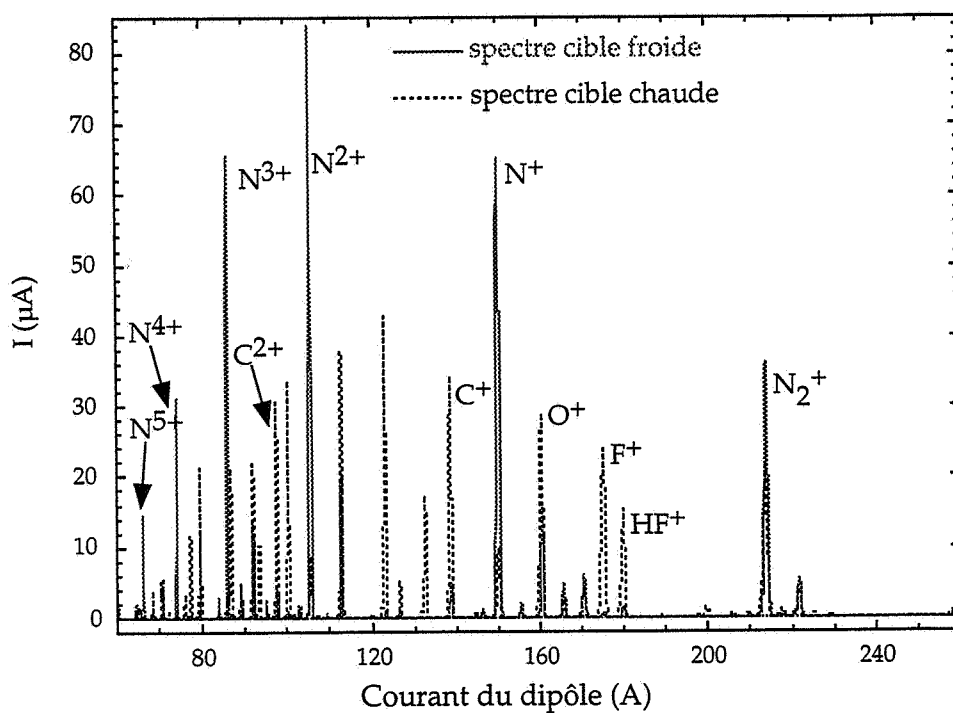


Figure IV.19 : Comparaison entre les spectres de la source RCE NANOGAN II faits lorsque la cible est non chauffée et lors de la montée en température de la cible

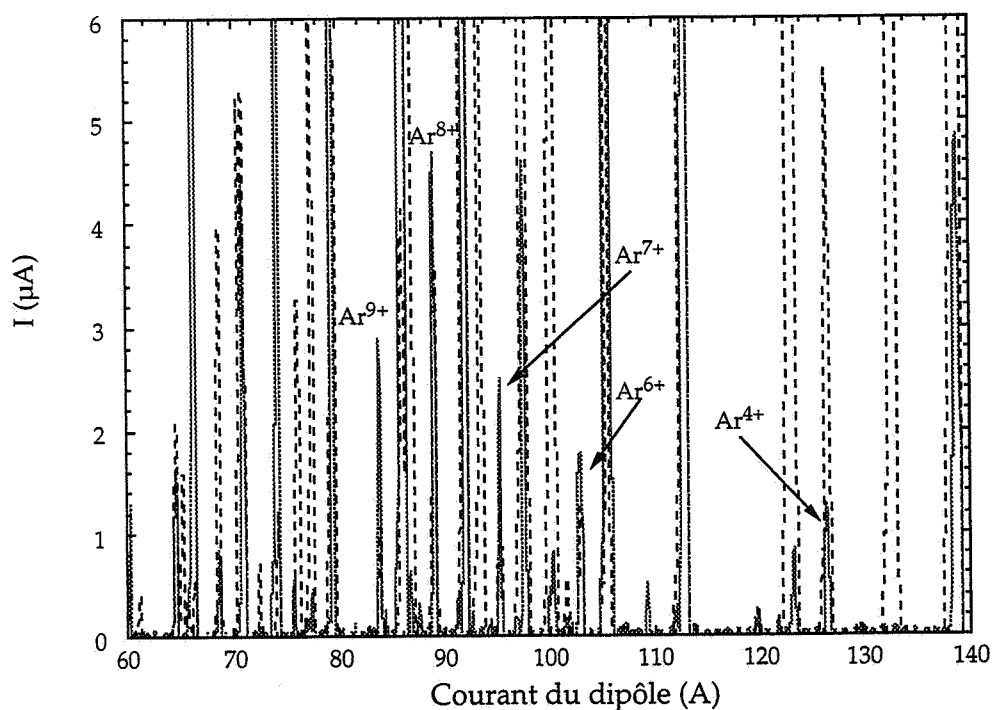


Figure IV.20 : Même figure que la Figure IV.19 avec un zoom sur la zone des ^{40}Ar multi-chargés. On peut ainsi mieux se rendre compte de la pollution des différents pics et notamment celui de l' $^{40}\text{Ar}^{4+}$ ainsi que de la disparition de l' $^{40}\text{Ar}^{9+}$

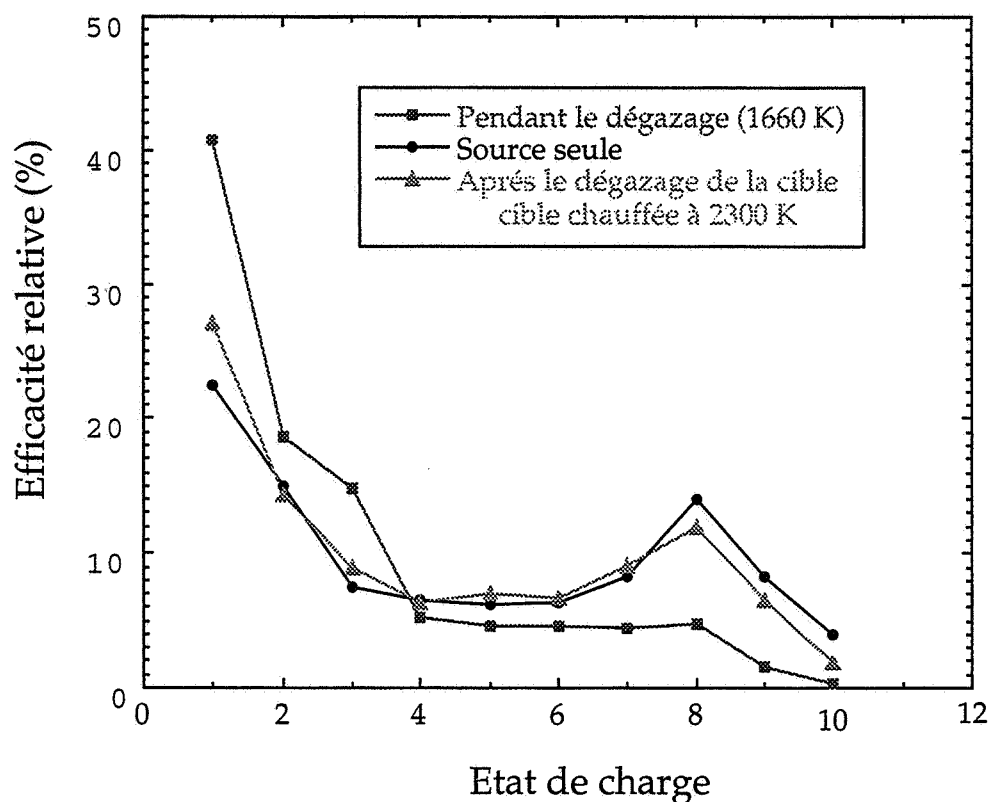


Figure IV.21 : Distribution d'états de charge de l' ^{40}Ar à divers stades du dégazage de la cible. Les points représentent une distribution typique de la source NANOGAN II tandis que les triangles et les carrés représentent des distributions faites lorsque la cible est chaude.

trique était composé d'un liant donc d'impuretés (figure III.1.a, III.1.b). Des essais, en cours, utilisent des astuces afin d'éliminer la majeure partie du nitrure de bore de la boîte cible. Des essais sur le banc de test de l'IPN ont prouvé que la partie arrière composée de Q200 (figure III.1.a, III.1.b) libère du fluor lorsqu'elle est proche de la cible chaude. Pour SPIRAL, cette partie sera en aluminium. L'utilisation de carbone dans la plupart des pièces de la cible est un atout majeur. Il sera indispensable de chauffer la cible pendant une durée de 50 heures avant son utilisation afin de la dégazer entièrement, elle et son environnement..

La source est prête à fonctionner correctement pour les conditions suivantes :

- cible dégazée jusqu'à 2300 K
- nécessité d'injecter du gaz porteur
- pression à l'extraction $\approx 8 \cdot 10^{-7}$ mbar
- débit de la source ≈ 1 mA
- $V_{\text{source}} \approx 7 - 34$ kV
- tension de polarisation du tube coaxial $\approx 150 - 250$ V

IV.3.2 LES DISTRIBUTIONS D'ÉTATS DE CHARGE

Il est important de connaître le comportement de la source par rapport à la distribution d'états de charge des ions radioactifs. La question est de savoir à partir de quel temps de vie la distribution d'états de charge est modifiée et par voie de conséquence si les efficacités d'io-

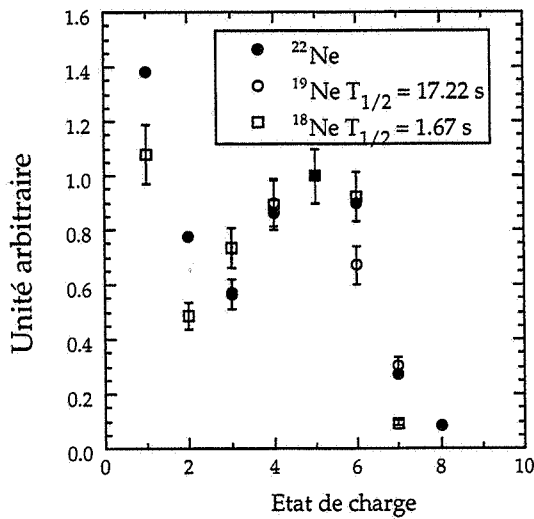


Figure IV.22 : distributions d'états de charge pour les isotopes de Ne mesurées avec l'ensemble cible-source ECR3 [VIL-95]

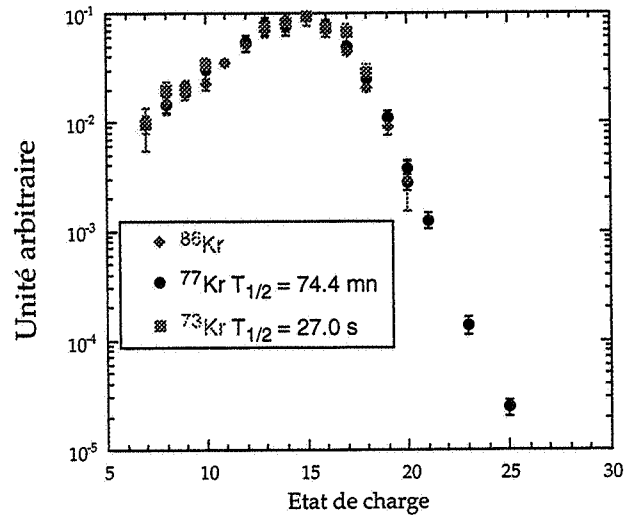


Figure IV.23 : distributions d'états de charge pour les isotopes de Kr mesurées avec l'ensemble cible-source NANOGAN II

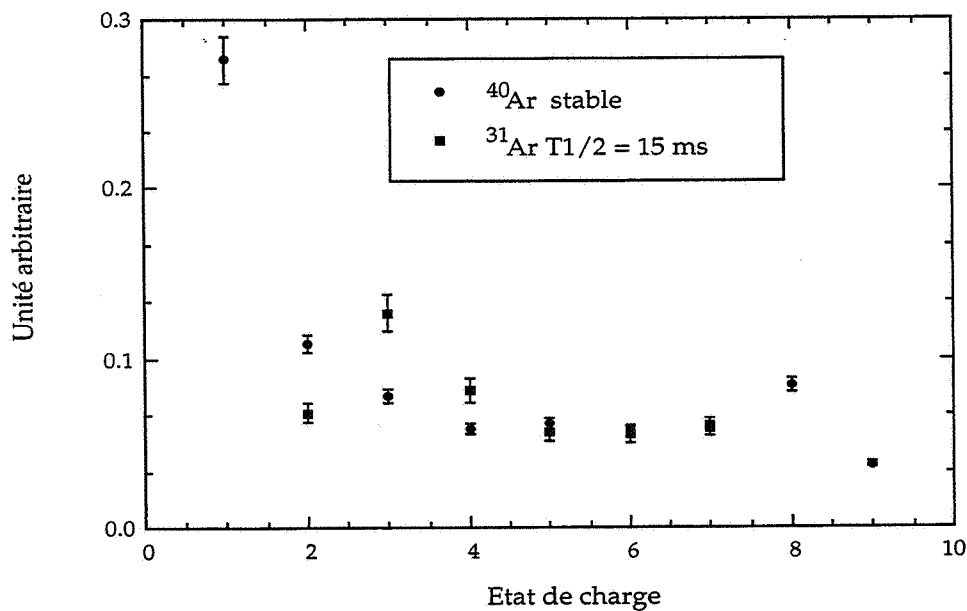


Figure IV.24 : distributions d'états de charge pour les Ar mesurées avec l'ensemble cible-source NANOGAN II

nisation vont elles aussi être changées. En fait, cela revient à savoir si la source intervient comme une fonction "retard" par rapport au noyau radioactif. Comme on peut le voir sur les figures IV.22 et IV.23, les distributions d'états de charge pour des ions radioactifs de temps de vie allant de quelques secondes à une heure sont identiques. Ces distributions sont aussi identiques à celle de l'ion stable de même numéro atomique. Nous avons seulement comparé les formes des distributions. Plus étonnant est le résultat avec la distribution d'états de charge de l' ^{31}Ar (figure IV.24). Son temps de vie de 15 ms se rapproche des temps caractéristiques des processus d'ionisation dans la source (de l'ordre de la dizaine de ms). Il est à noter que pour la première fois une distribution d'états de charge pour un atome radioactif de temps de vie

aussi court a été identifiée et quantifiée. Trois états de charge n'ont pas été mesurés : le 1+ car un problème technique est survenu lors de la mesure, le 8+ car il était pollué par l' $^{35}\text{Ar}^{9+}$ et le 9+ car l'expérience était finie. Alors que pour la distribution d'états de charge pour l' ^{40}Ar montre un pic centré sur la charge 8+, il est autour de la charge 3+ pour l' ^{31}Ar . Cette mesure mérite d'être à nouveau réalisée pour vérifier s'il s'agit d'un artefact expérimental ou d'un décalage réel du pic de la distribution à relier au court temps de vie de ce noyau.

IV.4 LES TAUX DE PRODUCTION DES ISOTOPES RADIOACTIFS

Le taux de production désigne le nombre d'ions radioactifs produits dans la cible, qui ont diffusé et effusé puis qui ont été ionisés par la source RCE, transportés et détectés au point de détection. Il s'exprime en particules par seconde : pps. Ceux qui sont présentés ont été mesurés pour des configurations légèrement différentes. Pour les Kr, la cible était chauff-

| Faisceau secondaire | Faisceau primaire (GANIL) | Taux de production (pps) (a) | Taux de production (pps) (b) |
|--|---|------------------------------|------------------------------|
| $^{81}\text{Kr}^{15+}$ (13.1 s) | $^{78}\text{Kr}^{34+}$ 73 A.MeV $\langle I \rangle = 29.6 \text{ nAp}$ $(1.8 \cdot 10^{11} \text{ pps})$ | $5.43 (0.96) 10^5$ | $1.78 (0.31) 10^7$ |
| $^{79}\text{Kr}^{15+}$ (50.0 s) | | $1.26 (0.22) 10^6$ | $4.21 (0.74) 10^7$ |
| $^{79\text{m}}\text{Kr}^{15+}$ (35.04 h) | | $6.60 (1.19) 10^6$ | $2.21 (0.40) 10^8$ |
| $^{77}\text{Kr}^{15+}$ (74.4 mn) | | $2.11 (0.12) 10^7$ | $6.76 (0.39) 10^8$ |
| $^{76}\text{Kr}^{15+}$ (14.8 h) | | $2.13 (0.37) 10^6$ | $7.65 (1.35) 10^7$ |
| $^{75}\text{Kr}^{15+}$ (4.3 mn) | | $5.57 (0.98) 10^5$ | $1.94 (0.34) 10^7$ |
| $^{74}\text{Kr}^{15+}$ (11.5 mn) | | $9.21 (1.63) 10^4$ | $3.17 (0.56) 10^6$ |
| $^{73}\text{Kr}^{15+n}$ (27.0 s) | | $1.30 (0.24) 10^3$ | $4.49 (0.80) 10^4$ |
| $^{72}\text{Kr}^{15+}$ (17.2 s) | | 73 (7) | $2.38 (0.23) 10^3$ |
| $^{35}\text{Ar}^{8+}$ (1.775 s) | $^{36}\text{Ar}^{18+}$ 95 A.MeV $\langle I \rangle = 113 \text{ nAp}$ $(7.0 \cdot 10^{11} \text{ pps})$ | $3.50 (0.17) 10^7$ | $3.02 (0.15) 10^8$ |
| $^{34}\text{Ar}^{7+}$ (844 ms) | | $8.75 (0.64) 10^5$ | $7.68 (0.56) 10^6$ |
| $^{33}\text{Ar}^{8+}$ (173 ms) | | $1.86 (0.08) 10^4$ | $1.62 (0.07) 10^5$ |
| $^{32}\text{Ar}^{7+}$ (98 ms) | | 117 (1) | $1.00 (0.01) 10^3$ |
| $^{31}\text{Ar}^{3+}$ (15 ms) | | 1.56 (0.05) | 15.1 (0.1) |

Tableau IV-3 : Taux de production mesuré sur le séparateur SIRa. Le cas (a) correspond aux intensités délivrées actuellement par GANIL soit l'équivalent de 400W. (b) est le taux de production normalisé à un faisceau primaire incident de $1\mu\text{Ap}$.

fée par l'axe et pour les Ar un chauffage externe permettait d'atteindre la région des 2300 K. Une deuxième différence est la rotation du faisceau primaire utilisée seulement dans le cas de la production des Ar.

Toutes les valeurs sont dans le tableau IV-3. La première colonne correspond aux types de faisceaux secondaires étudiés avec l'ensemble cible-source NANOGAN II. La deuxième colonne regroupe les caractéristiques des faisceaux primaires de Kr et Ar utilisés. Les taux de production mesurés sur SIRa pour une puissance du faisceau primaire de 400 W sont dans la troisième colonne. La dernière colonne reprend les taux de production mesurés sur SIRa normalisés à 1 μAp d'intensité du faisceau primaire. Cette normalisation est proche des intensités que nous aurons avec THI : $\approx 1.7 \mu\text{Ap}$ pour l'Ar et $\approx 0.5 \mu\text{Ap}$ pour le Kr. Ce sont ces taux de production que nous pouvons attendre pour le projet SPIRAL à 6 kW en supposant qu'il n'y ait pas de pertes introduites par l'augmentation de la taille de la cible. Nous pouvons observer un taux de production particulièrement intéressant pour l' ^{31}Ar puisqu'il est de ≈ 15 pps pour un faisceau primaire de 1 μAp . Un tel taux de production pour des noyaux aussi exotiques à très court temps de vie ouvre la voie à des expériences de physique telles que, par exemple, l'étude de la décroissance de l' ^{31}Ar avec l'émission corrélée ou non de deux protons retardés lors de la désintégration de l' ^{31}Ar [AXE-97].

L'évolution des taux de production n'a jamais été observée au-delà de trois jours d'expérience. Les expériences sur le séparateur SIRa n'avaient pas pour but de tester la stabilité des taux de production pour des périodes équivalentes à la durée de fonctionnement sur SPIRAL : 14 jours. Cependant, nous avons observé sur une période de trois jours, une légère augmentation des taux de production ($\approx 25\%$). Nous pouvons expliquer ce fait par deux raisons principalement :

- après un certain temps de fonctionnement, le système est complètement stable (température cible, fonctionnement de la source)
- la détérioration de la structure du graphite par les ions lourds provoque la formation de micro trous dont l'effet reviendrait à diminuer la taille des grains donc à augmenter l'efficacité de diffusion

Une étude a été menée à l'IPN d'Orsay pour connaître l'évolution de la structure cristalline du graphite de la cible [PUT-97]. Deux échantillons de 50 μm chacun ont été préparés pour être observés par microscopie électronique. Un des deux échantillons a été maintenu plusieurs jours à une température de ≈ 2800 K. L'autre échantillon fut utilisé comme témoin. L'observation des deux échantillons n'a pas mis en évidence un changement cristallographique du carbone lors du chauffage. Ceci montre la bonne tenue de la cible à haute température sans dégradation de sa structure cristalline. Cependant, comme nous le montrerons au chapitre V, l'évaporation du carbone de la cible est aussi un paramètre important intervenant sur la durée de vie de la cible.

IV.5 COMPARAISON AVEC L'ENSEMBLE CIBLE-SOURCE ECR3

Le premier ensemble cible-source, pour lequel des essais de production d'ions radioactifs de type gaz ont été effectués sur le séparateur SIRa, était constitué de la source ECR3 [VIL-95] de type Caprice et d'une cible cylindrique de carbone à lamelles (chapitre II). Si l'on compare les résultats, nous voyons que dans l'absolu les résultats sont du même ordre de grandeur à un facteur deux ou trois près (tableau IV-4).

| Faisceau secondaire | Faisceau primaire (GANIL) | Taux de production Y ₁ NANOGAN II (pps) | Taux de production Y ₂ ECR3 (pps) | Y ₁ /Y ₂ |
|--|---|--|--|--------------------------------|
| ⁸¹ Kr (13.1 s) | ⁷⁸ Kr ³⁴⁺ 73 A.MeV <I> = 29.6 nAp (1.8 10 ¹¹ pps) | (15+) 1.78 (0.31) 10 ⁷ | | |
| ⁷⁹ Kr (50.0 s) | | (15+) 4.21 (0.74) 10 ⁷ | | |
| ^{79m} Kr (35.04 h) | | (15+) 2.21 (0.40) 10 ⁸ | | |
| ⁷⁷ Kr (74.4 mn) | | (15+) 6.76 (0.39) 10 ⁸ | (10+) 1.73 (0.08) 10 ⁸ | 3.91 |
| ⁷⁶ Kr (14.8 h) | | (15+) 7.65 (1.35) 10 ⁷ | (10+) 1.02 (0,05) 10 ⁸ | 0.75 |
| ⁷⁵ Kr (4.3 mn) | | (15+) 1.94 (0.34) 10 ⁷ | (10+) 5.11 (0.25) 10 ⁶ | 3.80 |
| ⁷⁴ Kr (11.5 mn) | | (15+) 3.17 (0.56) 10 ⁶ | (10+) 1.99 (0.10) 10 ⁶ | 1.59 |
| ⁷³ Kr (27.0 s) | | (15+) 4.49 (0.80) 10 ⁴ | (10+) 7.10 (0.34) 10 ⁴ | 0.63 |
| ⁷² Kr (17.2 s) | | (15+) 2.38 (0.23) 10 ³ | (10+) 7.39 (0.37) 10 ³ | 0.32 |
| ³⁵ Ar ⁸⁺ (1.775 s) | ³⁶ Ar ¹⁸⁺ 95 A.MeV <I> = 113 nAp (7.0 10 ¹¹ pps) | 3.02 (0.15) 10 ⁸ | 5.38 (0.27) 10 ⁸ | 0.56 |
| ³⁴ Ar ⁷⁺ (844 ms) | | 7.68 (0.56) 10 ⁶ | 1.22 (0.06) 10 ⁷ | 0.63 |
| ³³ Ar ⁸⁺ (173 ms) | | 1.62 (0.07) 10 ⁵ | 1.56 (0.08) 10 ⁵ | 1.04 |
| ³² Ar ⁷⁺ (98 ms) | | 1.00 (0.01) 10 ³ | 8.68 (0.43) 10 ² | 1.15 |
| ³¹ Ar ³⁺ (15 ms) | | 15.1 (0.1) | 4.34 (0.61) | 3.48 |

Tableau IV-4 : Comparaison des taux de production de l'état de charge dominant normalisés à 1 μ Ap entre les ensembles cible-source NANOGAN II et ECR3

Il est difficile d'analyser les différences existantes entre les taux de production de l'ensemble cible-source ECR3 et ceux de NANOGAN II. Pour les Ar, la diminution de la longueur du tube transfert de 60 cm à 20 cm peut expliquer en partie le gain pour les Ar radioactifs de très court temps de vie. Pour le cas des Kr, la période des noyaux radioactifs étant grande, la diminution du tube transfert ou la différence de taille des grains composant la cible (4 μ m pour la cible composant l'ensemble cible-source ECR3 et 15 μ m pour celle de l'ensemble cible-source NANOGAN II) ne peut expliquer de telles différences. Par exemple, le ⁷⁶Kr ne suit pas l'évolution de ses voisins. La différence semblerait plutôt provenir de la mesure elle même que des ensembles cible-source.

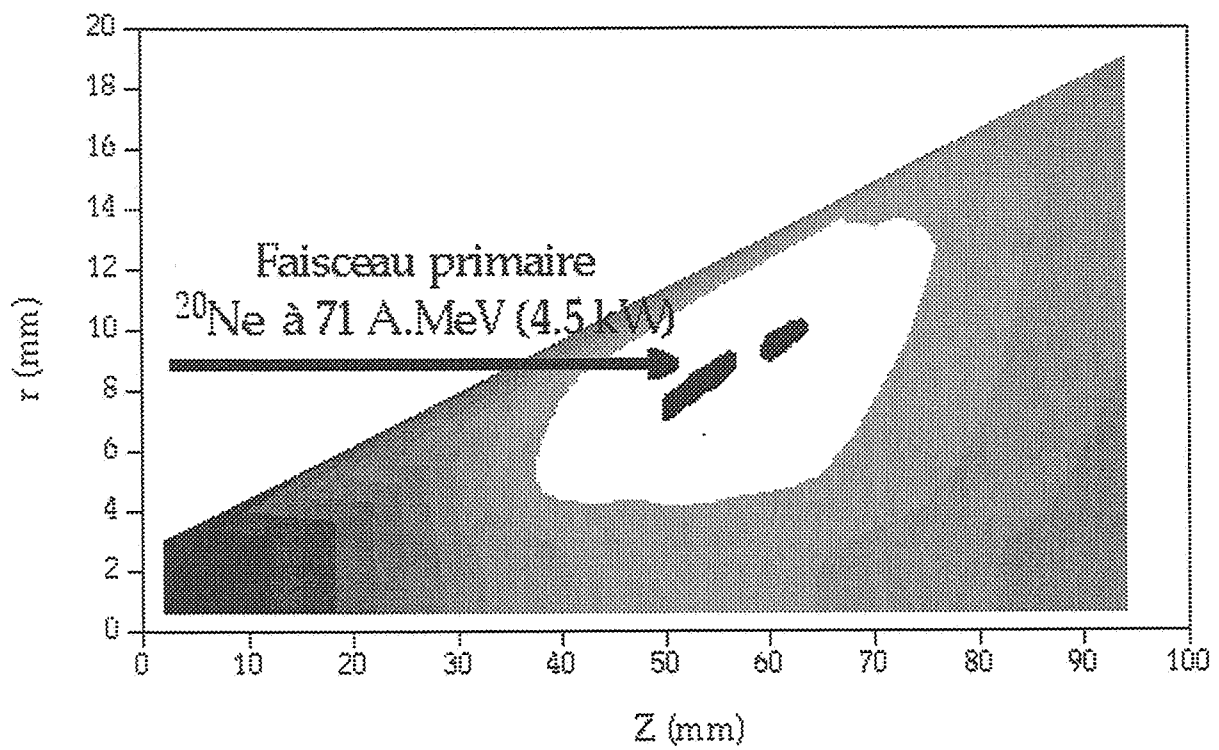
Le but avec le nouvel ensemble NANOGAN II, n'était pas d'obtenir des gains plus importants mais surtout d'obtenir un ensemble compact capable de répondre au cahier des charges de SPIRAL. Nous avons ainsi diminué le volume total de l'ensemble car là où l'ensemble ECR3 représente environ 105 l, l'ensemble NANOGAN II constitue 45 l ce qui est un

gain de ≈ 2.3 . Cette démarche va dans le sens de diminuer la matière qui sera exposée au rayonnement d'où une moindre masse de matériaux activés et contaminés. Réduire le volume implique moins de matériaux à décontaminer ou à stocker en zone spécifique après l'utilisation de l'ensemble. Un autre critère est le coût pour démanteler cet ensemble. Il sera d'autant plus faible que le volume intérieur et extérieur sera petit, ce qui est réalisé dans notre cas.

Un autre gain se situe au niveau des états de charge produits. Si pour les masses légères ($A < 50$ u.m.a), l'état de charge prédominant est le même ($8+$ pour l'Ar), le gain pour des masses plus élevées est important puisque l'on passe du Kr^{10+} (ECR3) au $^{75}\text{Kr}^{15+}$ (NANO-GAN II). Par exemple, ceci permet d'obtenir une énergie plus importante pour le faisceau secondaire de ^{75}Kr , nous passons de 6 A.MeV ($Q/M = 0.13$) à 11 A.MeV ($Q/M = 0.2$). Pour s'en convaincre, il suffit d'aller regarder le diagramme de fonctionnement du cyclotron CIME au chapitre I.3.3.

Chapitre V

Les futurs faisceaux de SPIRAL



V.1 IMPLANTATION DE L'ENSEMBLE CIBLE-SOURCE DANS SPIRAL

L'ensemble cible-source décrit précédemment est le point de départ de SPIRAL. Il est situé, pour des raisons de radioprotection, à l'intérieur d'une casemate [LER-97] au niveau inférieur du plan où l'accélérateur se situe.

En moyenne ≈ 0.5 neutrons [JAR-97] sont produits par ion incident, l'irradiation et donc le débit de dose sera important. Seul les éléments indispensables au fonctionnement de l'ensemble cible-source sont installés dans la casemate : l'ensemble lui-même, les pompes turbomoléculaires pour le vide, les châssis et les différents câblages. La majeure partie des équipements : alimentations de puissance, émetteur HF, système de gaz, motorisations du déplacement de l'ensemble etc... est déportée dans une autre salle. L'ensemble cible-source est lié à deux terminaux "front end" (figure V.2.a). Le terminal basse énergie comporte, outre l'électrode d'extraction, deux lentilles einzel jouant un rôle similaire à celui du solénoïde dans SIRa ainsi que deux pompes turbomoléculaires (Turbo-V 550, Varian). Le terminal haute énergie est aussi composé de deux pompes turbomoléculaires pour le vide ($\approx 10^{-7}$ mbar), d'un diagnostic de faisceau (profileur [VIG-92]) non interceptif utilisant le gaz résiduel, il est composé d'une galette à micro-canaux. Un "wobulateur", placé à l'extérieur de la casemate du côté haute énergie, sera utilisé pour donner un mouvement de rotation au faisceau primaire. Sa fréquence maximale est de 20 Hz.

L'ensemble cible-source (figure V.1) est prévu pour fonctionner deux semaines puis être remplacé. L'ensemble ayant servi, sera stocké pour laisser décroître sa radioactivité avant une nouvelle utilisation. Afin de ne pas exposer des personnes à une forte irradiation, les connexions, déconnexions et transports de l'ensemble cible-source dans un château de plomb sont complètement automatisés. Comme sur SIRa, cette casemate (figure V.2) est sous dépression

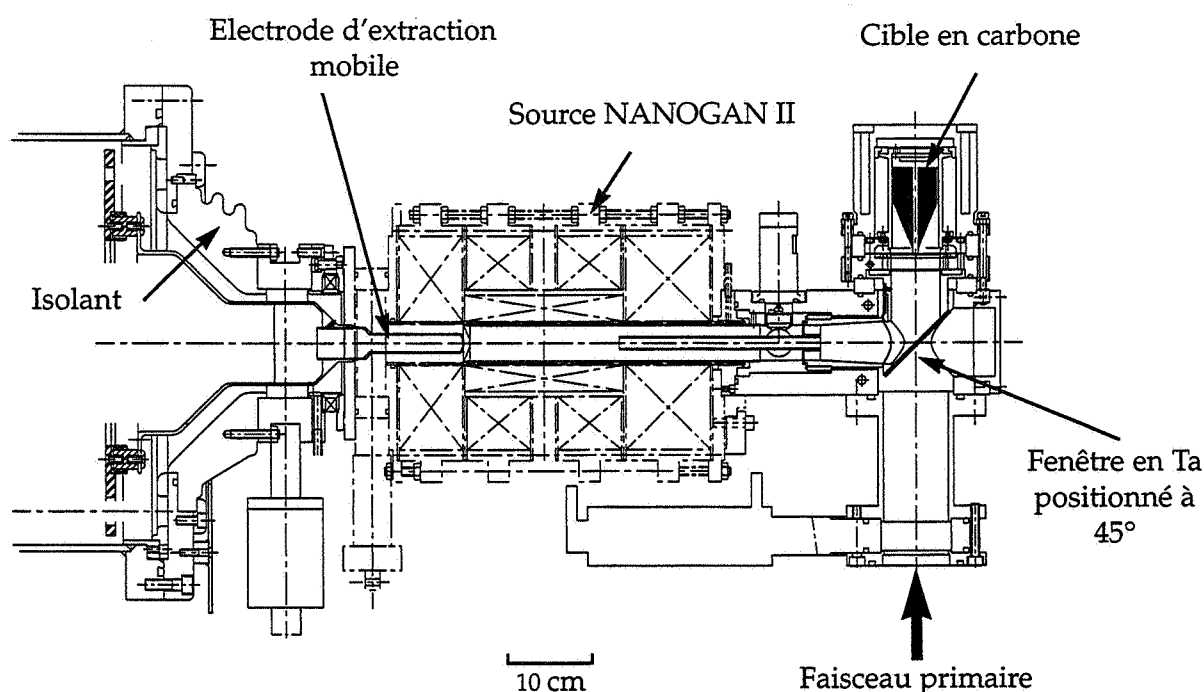


Figure V.1 : Ensemble cible-source NANOGAN II en configuration SPIRAL

V.2.a

Terminal Haute
Energie (2)

Terminal Basse
Energie (3)

Ensemble cible-source
NANOGAN II (1)

V.2.b

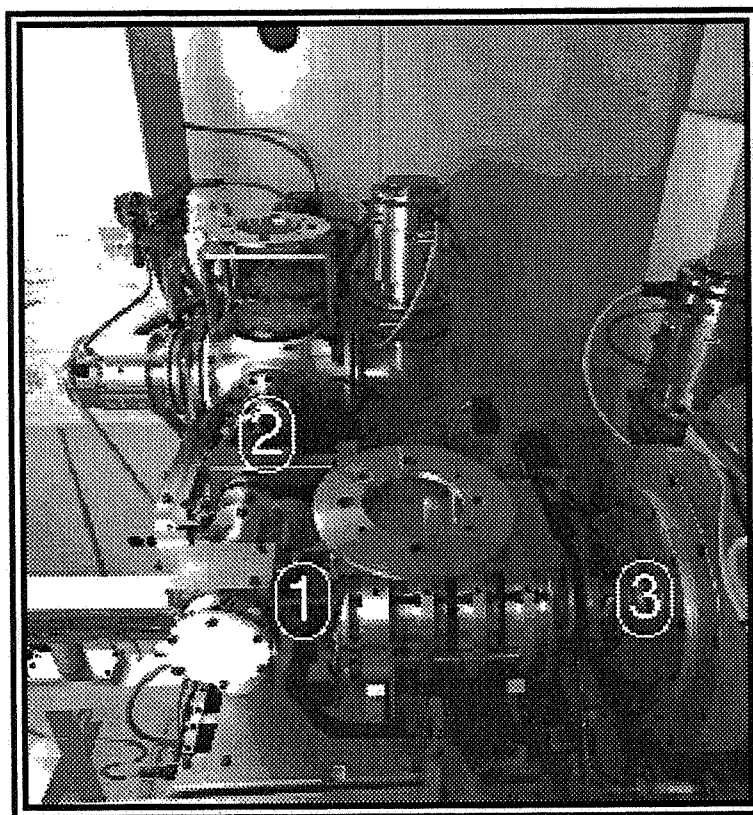


Figure V.2 : Implantation de l'ensemble cible-source NANOGAN II dans SPIRAL

1 : ensemble cible-source NANOGAN II

2 : Terminal Haute Energie

3 : Terminal Basse Energie

afin de minimiser les pertes d'éléments radioactifs et de permettre un renouvellement de l'air irradié.

Toute cette installation a demandé des études particulières, l'utilisation de matériaux simples dont la sensibilité aux radiations est la plus faible possible (matériaux constitués d'atomes de faible Z) pour minimiser l'activation et la contamination [JAR-97].

V.2 OPTIMISATION DES CIBLES POUR PLUSIEURS FAISCEAUX

A partir de la simulation décrite au chapitre II, il est désormais possible d'optimiser les cibles pour les futurs faisceaux de SPIRAL. Nous allons, dans un premier temps, étudier les paramètres intervenant sur la distribution de la température à l'intérieur de la cible de carbone. Nous allons trouver les meilleurs paramètres pour les trois faisceaux primaires suivants : ^{20}Ne (95 A.MeV), ^{36}Ar (95 A.MeV), ^{78}Kr (73 A.MeV). Le choix s'est restreint à ces trois faisceaux car dans le cadre du projet SPIRAL et de la phase de démarrage, seul les faisceaux d'ions radioactifs de type gaz seront produits. Ces études ont été menées en collaboration avec O. Bajeat et R. Lichtenthäler. Une cible pour un faisceau d'He radioactif, à partir d'un faisceau de ^{13}C , est en cours d'étude.

V.2.1 LES CIBLES 2 kW

Le projet SPIRAL est prévu de fonctionner pour une puissance du faisceau primaire de 6 kW. Pour l'instant, un faisceau d' $^{36}\text{Ar}^{18+}$ a été obtenu pendant plusieurs heures à la puissance de 2 kW correspondant à une intensité de $3.6 \cdot 10^{12}$ pps [BAR-98]. L'utilisation d'un faisceau primaire de 2 kW sera une étape intermédiaire (aussi bien pour la machine GANIL que pour l'ensemble du projet) avant d'utiliser la pleine puissance du faisceau primaire. C'est pourquoi nous avons développé des cibles acceptant une puissance de 2 kW.

Pour étudier la réponse de la cible selon les variations de ces paramètres et ceux du faisceau primaire, nous utiliserons par la suite à titre d'exemple, une cible développée pour un

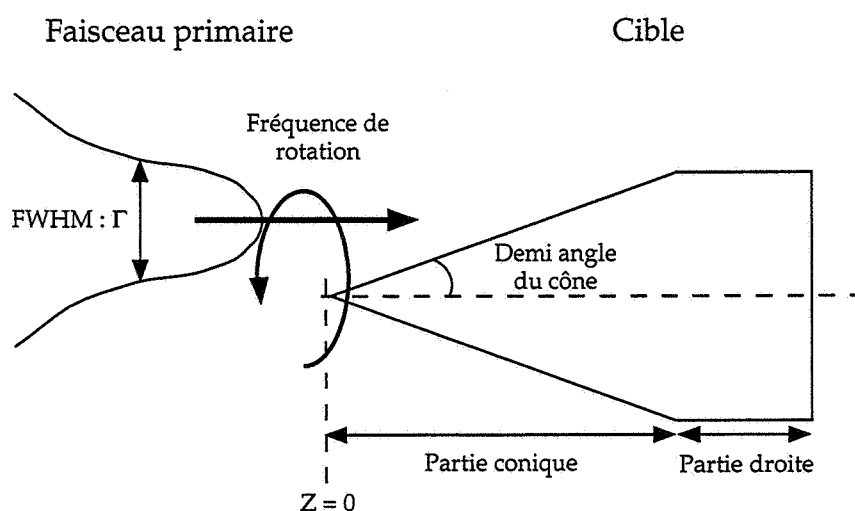


Figure V.3 : Paramètres du couple cible-faisceau

faisceau primaire d' ^{36}Ar de 2 kW. Tous les résultats sont issus de la simulation décrite au chapitre II.

La simulation rend compte de la distribution de température dans la cible mais il est plus intéressant d'étudier l'évolution de la température du point le plus chaud de la cible en fonction des paramètres du couple cible-faisceau primaire (figure V.3). Les dimensions de la boîte cible ont été choisies pour permettre l'utilisation d'un nombre important de faisceaux primaires tout en gardant un encombrement global raisonnable. Ces dimensions impliquent une cible dont la longueur totale et le diamètre ne doivent pas dépasser 9.5 cm et 4.4 cm respectivement.

La cible 2 kW, développée pour un faisceau primaire d' ^{36}Ar de 2 kW, est inspirée de celle utilisée pour les expériences de SIRa (figure III.1.a). Les lamelles auront une épaisseur de 0.5 mm et seront espacées de 0.8 mm. Un axe de diamètre 3 mm les maintient. Il existe à l'arrière un espace de 2.5 mm suivi d'un bloc de 3.5 mm. Ce dernier est en contact avec le contenant. Il existe, via ce chemin, une perte de chaleur par conduction thermique. Lors des simulations, le temps d'irradiation est de 400 s ce qui est supérieur au temps de montée pour atteindre l'équilibre thermique (ce temps a été mesuré (chapitre II) et est de ≈ 200 s mais pour une cible 6 kW avec 4 kW de puissance). Aucun réflecteur n'a été ajouté car le problème sur SPIRAL ne sera pas de chauffer la cible mais, tout au contraire, de dissiper la puissance du faisceau primaire. Le faisceau primaire tourne sur la cible afin de mieux répartir la puissance et de ne pas brûler l'axe.

La cible est à symétrie cylindrique. Elle se divise en deux parties : une partie conique et une partie droite. Le premier paramètre étudié sera donc la valeur du demi-angle du cône. Ce paramètre détermine le nombre de lamelles où se dépose l'énergie du faisceau primaire. Comme le montrent les figures V.4 et V.5, lorsque l'angle augmente la température croît et la position axiale du point le plus chaud se rapproche des premières lamelles de la cible c'est à dire de celles qui sont les premières irradiées. Cette augmentation de température est importante car on passe de ≈ 2410 K à ≈ 3000 K pour une variation d'angle de 80° . Dans la gamme de demi-angle allant de 60° à 90° , il existe un plateau où le rôle du cône n'agit plus.

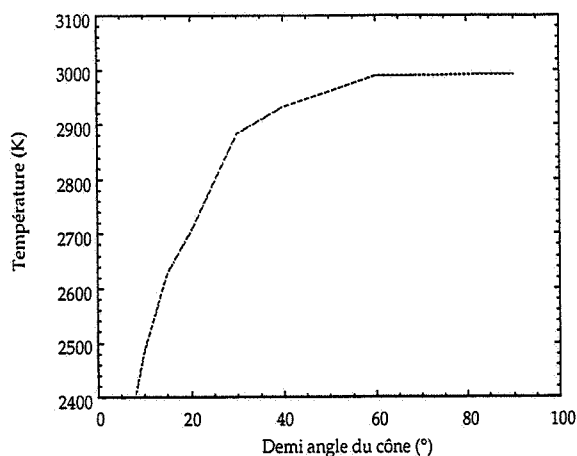


Figure V.4 : Variation de la température du point le plus chaud en fonction du demi-angle du cône de la cible

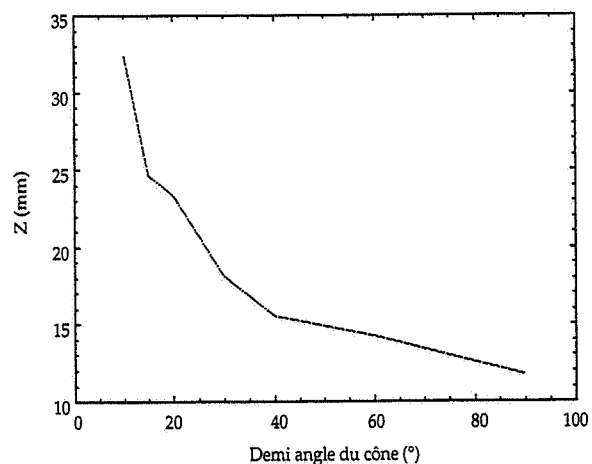


Figure V.5 : Déplacement du point le plus chaud en fonction du demi-angle du cône de la cible

Cette augmentation s'explique facilement car l'énergie du faisceau, lorsque l'angle augmente, est déposée sur un nombre de plus en plus restreint de lamelles d'où une augmentation importante de la température de celles-ci. Le taux important d'évaporation du carbone, dû à une température trop haute de 3000K, limite dans le temps l'utilisation de la cible. Se placer à un angle petit permet de diminuer la température en augmentant le nombre de lamelles sur lesquelles l'énergie du faisceau est déposée. Les produits de fragmentation s'arrêtent dans les zones les plus chaudes ce qui favorise leur diffusion. Le demi-angle choisi pour le faisceau de Ne est de 10° , pour l'Ar et le Kr de 8° . Ces derniers sont plus faibles car le parcours d'un Kr (en raison de sa masse élevée) est beaucoup plus faible : 1.9 mm contre 8.9 mm pour le Ne et 5.0 mm pour l'Ar.

Le deuxième paramètre important est la dimension du faisceau. Le faisceau est supposé gaussien. Il est clair, comme le montre la figure V.6, que plus le faisceau est concentré et plus l'élévation de température sera importante. On passe de ≈ 2300 K à ≈ 2800 K pour un faisceau dont la largeur à mi-hauteur (Γ) varie entre 4 et 9 mm. L'élévation de température pour une faible largeur à mi-hauteur du faisceau est due à une densité de puissance de plus en plus élevée sur la cible. La simulation calcule la puissance reçue par la cible. La figure V.7 montre une diminution de cette puissance avec l'augmentation de la largeur à mi-hauteur du faisceau primaire. Ceci est aisé à interpréter. Lorsque la dimension du faisceau augmente, une partie de celui-ci se retrouve hors de la cible ce qui a pour conséquence une perte de puissance. Pour les cibles étudiées, cette perte se situe entre 10% et 17%.

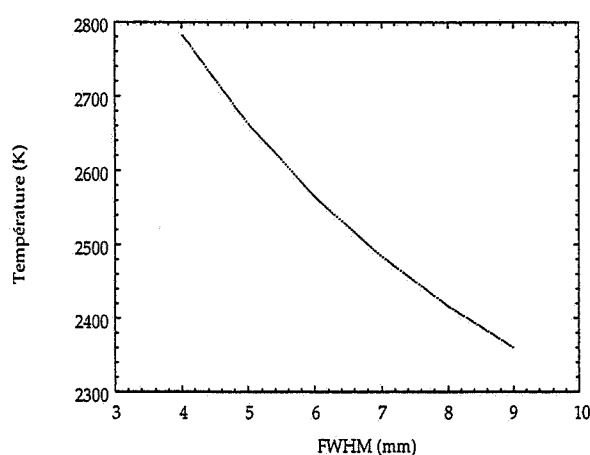


Figure V.6 : Variation de la température du point le plus chaud en fonction de la largeur à mi-hauteur (Γ) de la gaussienne représentant le faisceau incident GANIL

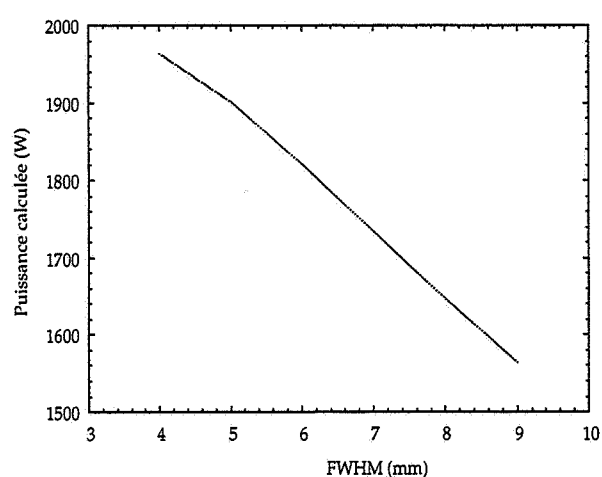


Figure V.7 : Puissance déposée sur la cible en fonction de la largeur à mi-hauteur (Γ) de la gaussienne représentant le faisceau incident GANIL

Un autre paramètre important est la fréquence de rotation du faisceau. Cet effet est représenté sur la figure V.8 comportant trois zones distinctes. La première entre 10 Hz et 100 Hz (0.1 s et 0.01 s) où il n'existe pratiquement pas de variation de température. Une seconde entre 1 Hz et 10 Hz (1 s et 0.1 s) où les prémices d'une augmentation de température se font sentir. Enfin, la troisième zone entre 0.1 Hz et 1 Hz (10 s et 1 s) où cette augmentation est franche et très importante puisque l'on passe de ≈ 2500 K à ≈ 2900 K pour une fréquence variant d'une décade. Plus la fréquence est élevée et plus la cible voit une répartition homogène de la puissance du faisceau primaire sur l'ensemble de la surface apparente de la cible. Par conséquent, lorsque la fréquence est élevée, tout se passe comme si la cible recevait l'en-

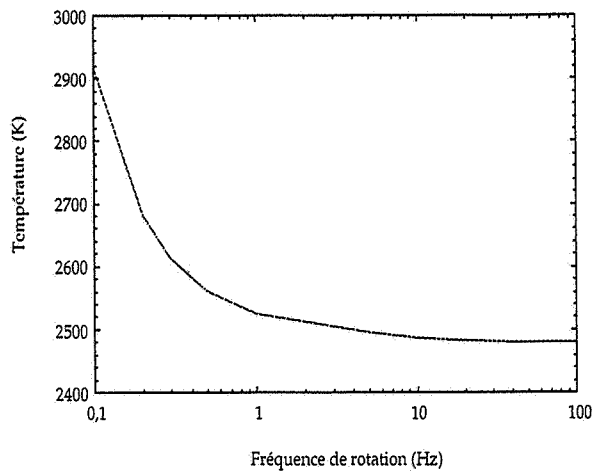


Figure V.8 : Variation de la température du point le plus chaud en fonction de la fréquence de rotation du faisceau primaire GANIL

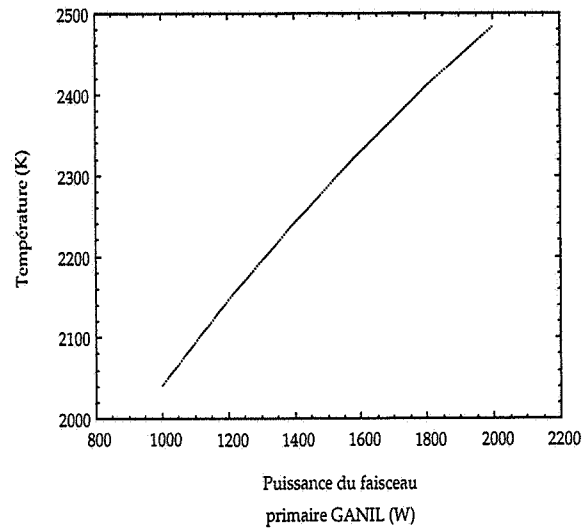


Figure V.9 : Variation de la température du point le plus chaud en fonction de la puissance incidente du faisceau primaire GANIL

semble de la la puissance sur toute sa surface apparente, il n'y a pas de chauffage local. Mais lorsque la fréquence est très faible, la cible "voit" une densité de puissance beaucoup plus forte sur une surface plus faible car la puissance est concentrée sur une partie de la cible. Arrêter le faisceau sur la cible signifie à court terme la création d'un trou, conséquence d'une température locale trop importante .

Nous n'avons pas parlé de chauffage mais il est indispensable pour le bon fonctionnement de la cible à 2 kW, par exemple, lors d'une déficience de puissance du faisceau primaire. La simulation sur la figure V.10 montre la cible d'Ar avec seulement 1 kW de faisceau primaire. L'ajout d'un chauffage permet de garder la cible autour de 2450 K et donc de mainte-

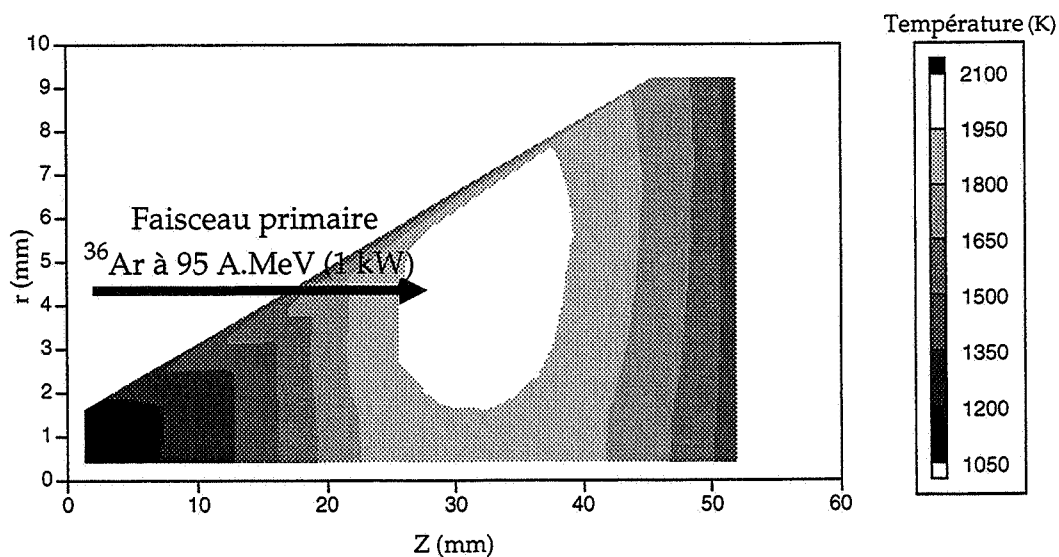


Figure V.10 : Distribution de la température d'une cible 2 KW pour la production de faisceaux d'Ar riches en protons mais pour une puissance du faisceau primaire de 1 kW seulement

nir une bonne efficacité de diffusion. Comme le montre la figure V.9, une diminution de la puissance du faisceau primaire entraîne une baisse quasi linéaire de la température et par voie de conséquence un abaissement de l'efficacité de diffusion. C'est donc tout l'ensemble de production qui dans ce cas est mis en défaut sachant qu'une perte de quelques K entraîne une diminution rapide de l'efficacité de diffusion.

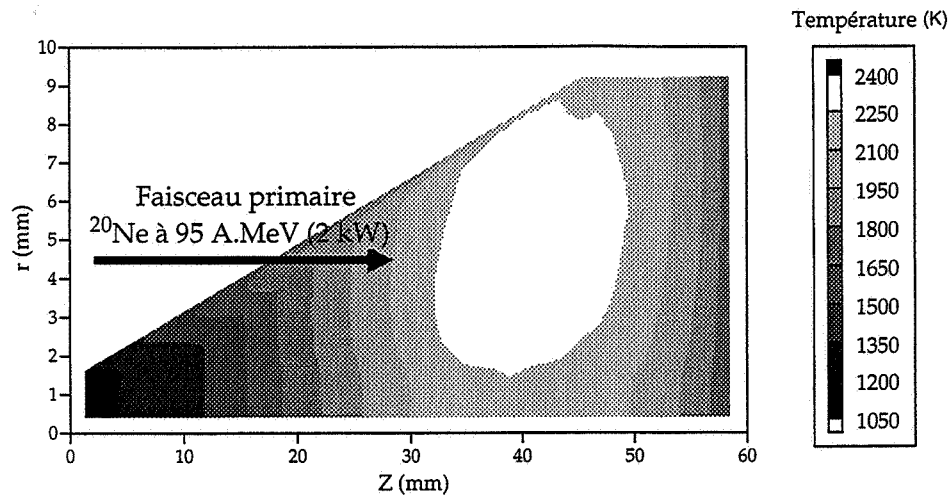


Figure V.11 : Distribution de la température d'une cible 2 KW pour la production de faisceaux d'Ne riches en protons; demi angle du cône : 10° , 50 lamelles dont 35 dans le cône, ϕ_{cible} : 19 mm, $\Gamma_{\text{faisceau primaire}}$: 7 mm, position du faisceau primaire : 4.5 mm, fréquence de rotation du faisceau primaire : 20 Hz

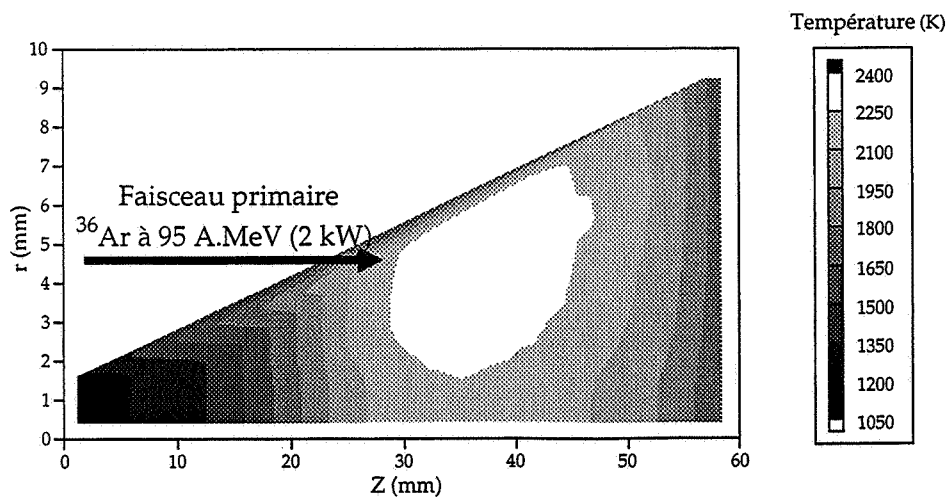


Figure V.12 : Distribution de la température d'une cible 2 KW pour la production de faisceaux d'Ar riches en protons; demi angle du cône : 8° , 50 lamelles dont 45 dans le cône, ϕ_{cible} : 10 mm, $\Gamma_{\text{faisceau primaire}}$: 7 mm, position du faisceau primaire : 4.5 mm, fréquence de rotation du faisceau primaire : 20 Hz

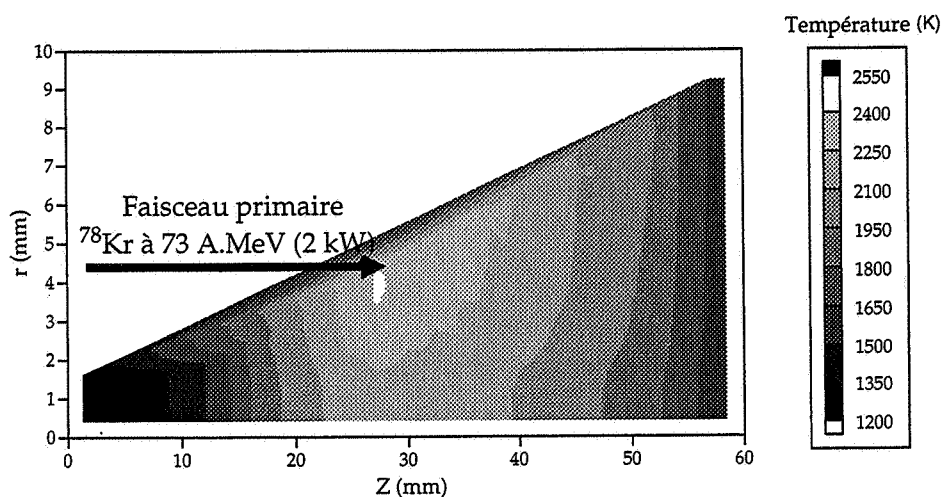


Figure V.13 : Distribution de la température d'une cible 2 KW pour la production de faisceaux d'Kr riches en protons; demi angle du cône : 8° , 50 lamelles dont 45 dans le cône, ϕ_{cible} : 19 mm, $\Gamma_{\text{faisceau primaire}}$: 7 mm, position du faisceau primaire : 4.5 mm, fréquence de rotation du faisceau primaire : 20 Hz

Les figures V.11, V.12 et V.13 présentent les meilleurs compromis possibles pour les cibles visant à produire les Ne, Ar et Kr riches en protons. Les températures sont de l'ordre de ≈ 2400 K ce qui est un bon compromis entre l'efficacité de diffusion et la température d'évaporation du carbone.

Ces études ont abouti au dessin de la cible pour le démarrage de SPIRAL comme nous pouvons le voir sur la figure V.14. Elle a les caractéristiques de la cible 2 kW pour un faisceau primaire d' ^{36}Ar (figure V.12) mais avec un demi-angle de 10° . Le choix du mode de chauffage par l'axe est dû à une incompatibilité de fonctionnement. Le mode de chauffage par container externe oblige à l'utilisation d'une résistance ohmique et de réflecteurs. Or, dans ces conditions et avec 2 kW de faisceau (sans chauffage ohmique), le point le plus chaud est à ≈ 2800 K, ce qui est trop élevé. Par contre, si la puissance du faisceau est moindre, nous pouvons régler le chauffage de telle manière à avoir ≈ 2400 K. Cette ambiguïté nous a poussé à choisir le chauffage par l'axe qui ne nécessite ni de résistance ohmique entourant la cible, ni de réflecteurs. De plus, comparativement à la figure III.1.a, le nombre de pièces a diminué ce qui permet un montage simplifié (figure V.15) de la cible dans la boîte cible. Nous pouvons donc maîtriser la température de la cible.

Quant au problème de dégazage de la cible, il se fera en deux temps. La boîte cible sera étuvée à 400°C sous vide primaire (quelques 10^{-3} mbar). L'ensemble cible - boîte cible sera monté avec les précautions qui s'imposent : gants en plastique, uniquement de l'alcool comme produit de nettoyage. Puis, la cible sera chauffée jusqu'à 1800 K pour la dégazer entièrement. Une fois cette opération finie, elle sera mise sous atmosphère de gaz neutres (Ar ou N) puis installée sur l'ensemble cible-source dans la casemate. Le bon déroulement de ces opérations permettra l'utilisation immédiate de l'ensemble cible-source sans dégradation des caractéristiques de la source lors de l'irradiation de la cible par le faisceau primaire. La figure V.15 montre la cible 2 kW positionnée dans sa boîte cible. La tenue en température de cette cible 2 kW sera testée à Louvain-la-Neuve, la production de noyaux radioactifs sera reconstruite à 400 W sur SIRa.

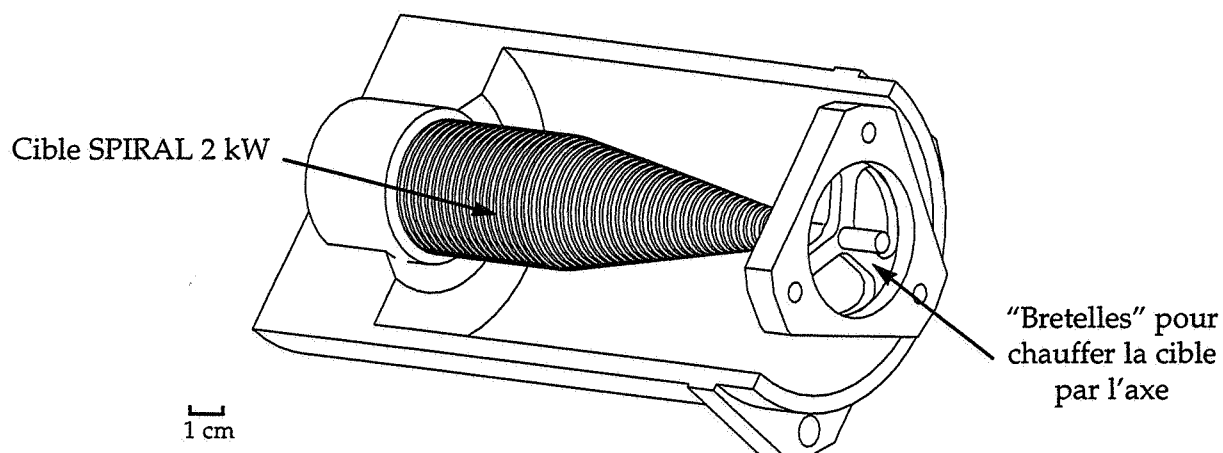


Figure V.14 : Cible de SPIRAL 2 kW avec un chauffage par l'axe

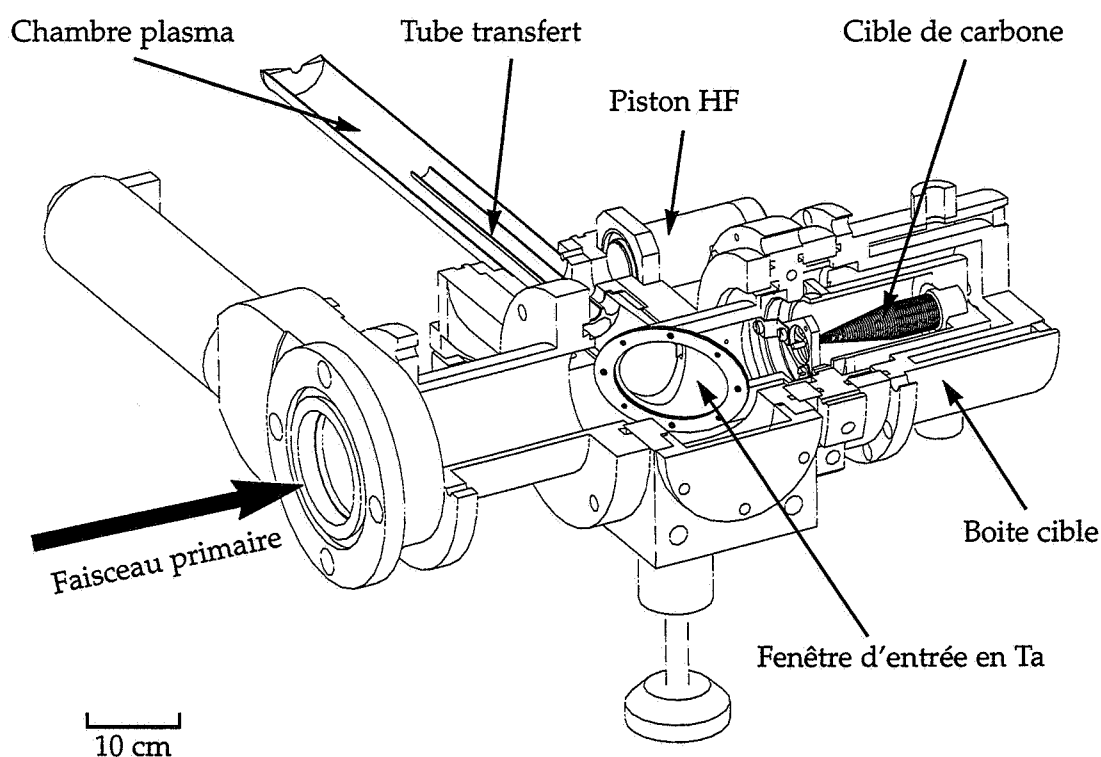


Figure V.15 : Schéma de la cible de production et de la boîte cible pour le démarrage de SPIRAL

Dans le sous-chapitre suivant, nous allons discuter des cibles pour une puissance du faisceau primaire GANIL de 6 kW.

V.2.2 LES CIBLES 6 kW

Dans le cadre de la validation du programme de simulation, une cible 6 kW a déjà été testée à Louvain-la-Neuve. Elle était composée de 33 lamelles (0.7 mm d'épaisseur et séparées

les unes des autres par 1.3 mm) dont 20 dans le cône, d'un axe de 5.8 mm percé permettant de mesurer la température le long de l'axe. Son diamètre était de 4.0 cm pour une longueur de 9.4 cm et un demi-angle de 22.5°. Cette cible a reçu un faisceau de protons de 30 MeV et de 6 kW de puissance. Ce faisceau simule le dépôt d'énergie d'un faisceau d'ions lourds de ^{36}Ar à 95 A.MeV et 6 kW de puissance (voir chapitre II.3) dans la cible de carbone. La température du point le plus chaud, calculée par la simulation, était de ≈ 2700 K. Effectivement, après autopsie de la cible, nous avons constaté que 11 lamelles étaient percées (figure V.18) et ceci en 70 heures seulement. Ces résultats nous ont conduits à trouver de meilleurs paramètres pour tenter de diminuer la température de la cible.

De même que nous avons cherché à optimiser les cibles pour 2 kW, appliquons une démarche similaire pour celles de 6 kW. Nous avons pris, comme point de départ, la cible testée à Louvain-la-Neuve. Le paramètre le plus important est la valeur du demi-angle du cône. Nous avons déterminé les nouvelles valeurs suivantes : 13° pour le Ne et 11° pour l'Ar. Ces angles sont compatibles avec les dimensions de la boîte cible puisque les cibles font 9.4 cm de long et 3.8 cm de diamètre. Le faisceau primaire utilisé lors de la simulation possède une largeur à mi-hauteur Γ de 1.6 cm. Il est placé radialement à 0.85 cm de l'axe de la cible et tourne avec une fréquence de 20 Hz. Avec un tel faisceau, la cible reçoit $\approx 80\%$ de la puissance du faisceau incident. Dans les deux cas, la température du point le plus chaud avoisine ≈ 2600 K soit environ 200 K de plus que pour les cibles 2 kW (tableau V-1). Nous allons montrer que les cibles que nous avons essayé d'optimiser pour un faisceau primaire de 6 kW ne sont pas encore suffisamment viables. Un trou important va se former selon la température atteinte et le temps d'utilisation de la cible à cette température.

| Faisceau primaire | Puissance du faisceau primaire (kW) | Demi angle du cône de la cible (degré) | Température du point le plus chaud (K) |
|-------------------|-------------------------------------|--|--|
| Ne | 2 | 10 | 2377 |
| Ne | 6 | 13 | 2600 |
| Ar | 2 | 8 | 2400 |
| Ar | 6 | 11 | 2571 |
| Kr | 2 | 8 | 2422 |

Tableau V-1 : Températures du point le plus chaud pour les cibles 2 kW optimisées et 6 kW.

Nous avons étudié l'évolution du trou créé à l'intérieur de la cible en fonction du temps. Pour effectuer cette étude, nous avons pris la cible 6 kW de Ne, définie précédemment, en utilisant un angle de 11° au lieu de 13°. Nous introduisons dans la simulation une température dite température de sublimation correspondant à la création d'un trou dans une lamelle pendant le temps t (voir le tableau V-2).

Ces valeurs de taux d'évaporation en fonction de la température ont été déduites des mesures faites par le groupe de l'IPN d'Orsay (P. Foury, J. Obert, J. C. Putaux). La courbe correspondante est dans la référence [PUT-97]. La courbe mesurée à l'IPN suit assez bien la courbe issue de la littérature.

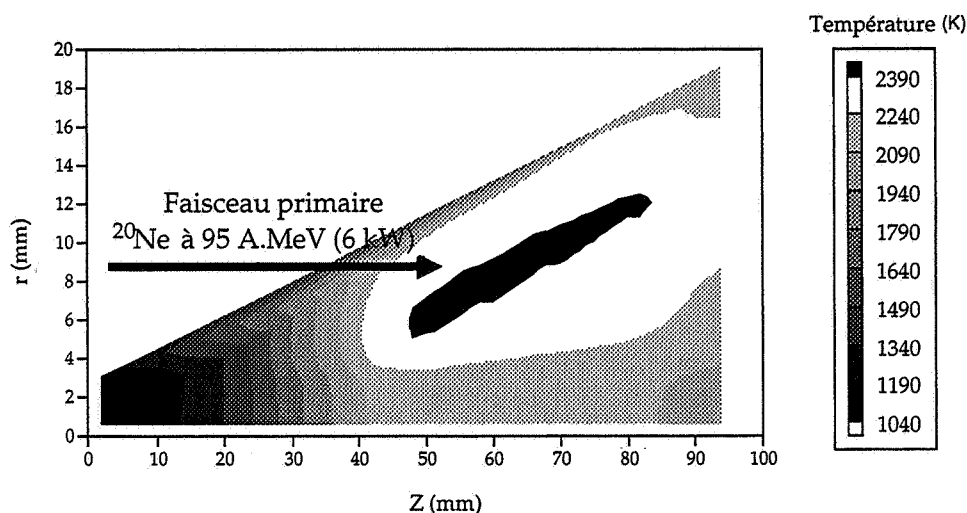


Figure V.16 : Distribution de la température d'une cible 6 kW pour la production de faisceaux de Ne riches en protons et après un mois d'irradiation; demi angle du cône : 11° , 47 lamelles uniquement dans le cône, ϕ_{cible} : 40 mm, $\Gamma_{\text{faisceau primaire}}$: 16 mm, position du faisceau primaire : 8.5 mm, fréquence de rotation du faisceau primaire : 20 Hz

Sur la figure V.17, nous pouvons constater qu'au bout d'un mois, le trou atteint une largeur de 2.5 mm avec 18 lamelles percées (la figure V.16 représente la distribution de température pour 1 mois d'irradiation c'est à dire une température de sublimation de 2395 K). Nous avons ajouté sur le graphe un point expérimental provenant du trou réalisé dans la cible testée à Louvain-la-Neuve pendant 70 heures (2.9 jours). Nous pouvons constater sur la figure V.18 qu'un trou en forme de croissant existe seulement et non pas une couronne par-

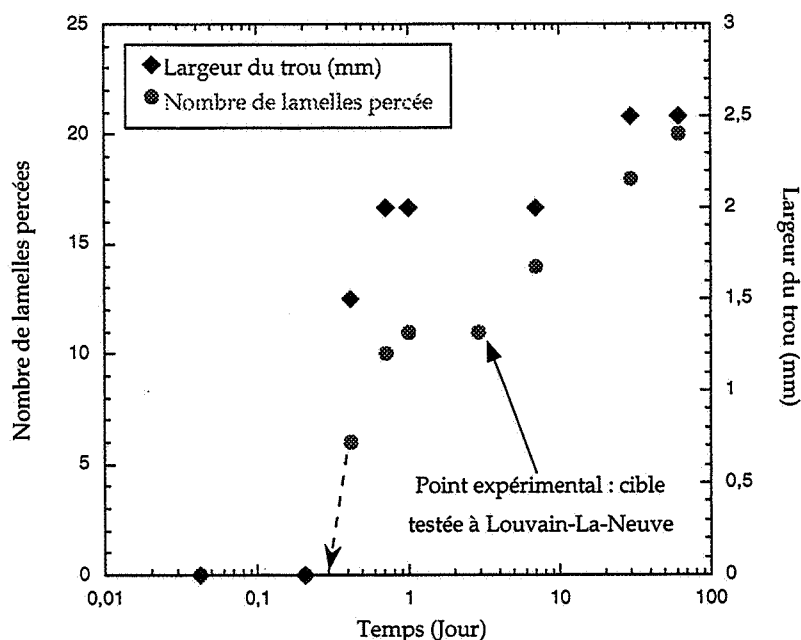


Figure V.17 : Evolution du nombre de lamelles percées ainsi que de la largeur du trou à l'intérieur de la cible 6 kW de Ne

| Température (K) épaisseur lamelle (mm) | Taux d'évaporation (Kg/m ² /s) | temps mis pour qu'une lamelle soit percée |
|--|--|---|
| 2730 0.7 | $3.7(0.4)10^{-4}$ | 1 heure |
| 2560 0.7 | $1.5(0.2)10^{-5}$ | 1 jour |
| 2485 0.7 | $2.2(0.3)10^{-6}$ | 1 semaine |
| 2395 0.7 | $5.1(0.5)10^{-7}$ | 1 mois |
| 2360 0.7 | $2.6(0.3)10^{-7}$ | 2 mois |

Tableau V-2 : Taux d'évaporation du carbone versus la température

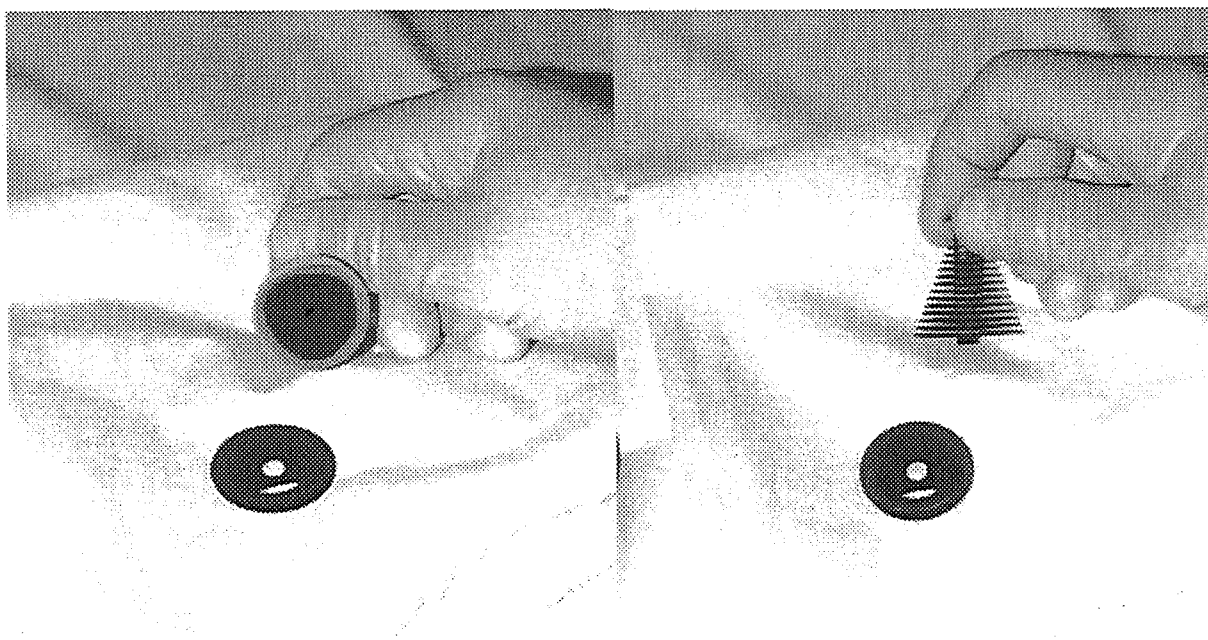


Figure V.18 : Trou formé dans la cible 6 kW testé à Louvain-la-Neuve pendant 70 heures

faite. Le trou en réalité n'est pas parfait à cause de l'inhomogénéité de la lamelle ce qui lui permet d'être toujours solidaire de la cible. D'autre part, ce point expérimental s'insère relativement bien par rapport à la simulation avec 11 lamelles percées. En suivant l'allure des points, nous pouvons en déduire approximativement le temps mis pour percer la première lamelle (flèche en pointillée) : ≈ 0.3 jour soit ≈ 7 heures.

Pour diminuer la température des cibles 6 kW à ≈ 2400 K, ce qui correspond à un mois de fonctionnement de la cible avant que le trou n'apparaisse (objectif que nous nous fixons), nous ne pouvons plus beaucoup faire varier les paramètres du couple faisceau primaire cible. Nous sommes dans les limites des dimensions des cibles. La seule solution est de diminuer la puissance arrivant sur la cible sans pour autant diminuer l'énergie par nucléon du faisceau primaire car cela impliquerait une diminution du taux de production : il faut donc perdre de la puissance dans une première cible. Nous allons utiliser la fenêtre d'entrée comme cible pour dissiper une partie de la puissance totale du faisceau primaire. Il faut qu'elle soit en carbone pour contribuer à la production et en carbone pyrolithique pour mieux dissiper la puis-

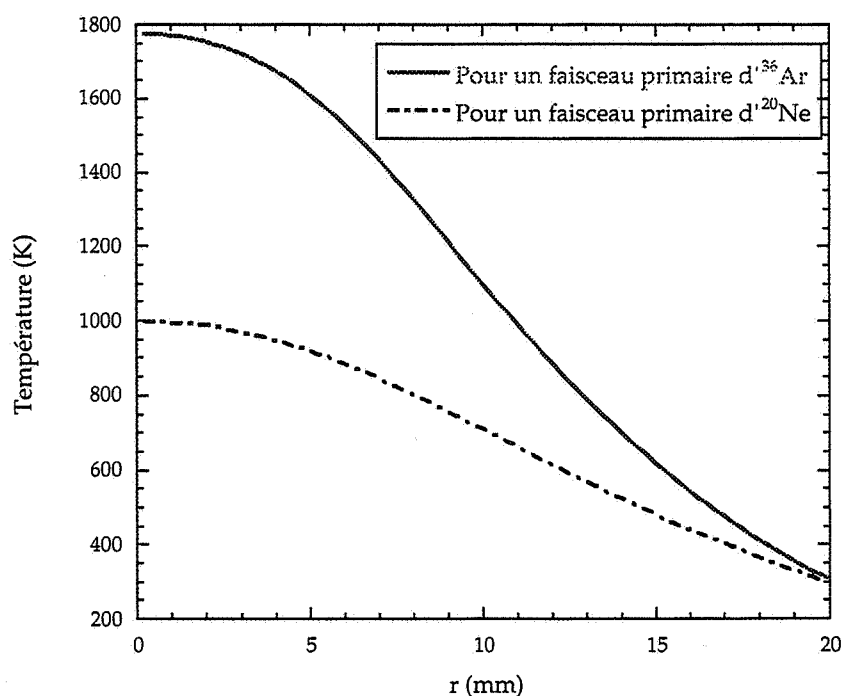


Figure V.19 : Distributions radiales de la température dans la fenêtre d'entrée pour des faisceaux incidents de Ne et Ar

sance car, en moyenne, il est 2.5 fois plus conducteur thermique que le carbone graphite dans la direction perpendiculaire au faisceau primaire. La fenêtre dissipe son énergie par rayonnement avec la boîte porte cible refroidie par une circulation d'eau.

La fenêtre d'entrée étant placée à ≈ 13 cm de la cible (figure V.15) et l'énergie du faisceau primaire élevée (95 A.MeV), nous ne serons pas gênés par le straggling angulaire.

Le compromis que nous avons trouvé est une perte de 1.5 kW dans la fenêtre d'entrée et donc 4.5 kW du faisceau va irradier la cible. Ceci correspond à une épaisseur de la fenêtre de 660 mg.cm^{-2} (3.00 mm) dans le cas du faisceau primaire de Ne et de 365 mg.cm^{-2} (1.66 mm) pour l'Ar. En fait, comme la fenêtre est positionnée à 45° de la direction du faisceau primaire, il faudra utiliser des fenêtres plus minces d'un facteur $\cos(\pi/4) = 1.414$ soit 467 mg.cm^{-2} (2.12 mm) pour le Ne et 258 mg.cm^{-2} (1.17 mm) pour l'Ar. La distribution radiale de la température de chaque fenêtre est représentée sur la figure V.19. La température maximale est de 995 K dans le cas du Ne et 1772 K pour l'Ar. Ces fenêtres d'entrée devraient donc tenir à cette température.

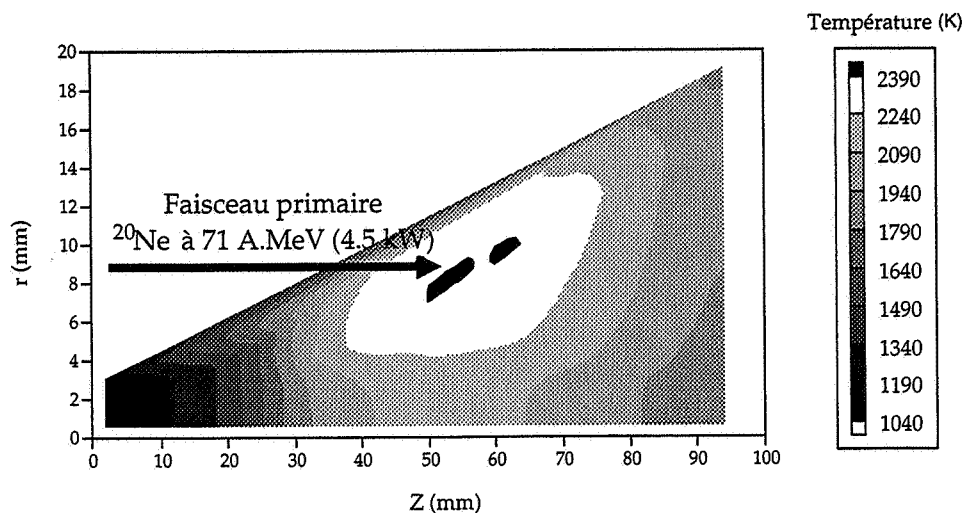


Figure V.20 : Distribution de la température de la cible d'arrêt 4.5 kW pour la production de faisceaux de Ne riches en protons après un mois d'irradiation; demi angle du cône : 11° , 47 lamelles uniquement dans le cône, ϕ_{cible} : 40 mm, $\Gamma_{\text{faisceau primaire}}$: 16 mm, position du faisceau primaire : 8.5 mm, fréquence de rotation du faisceau primaire : 20 Hz

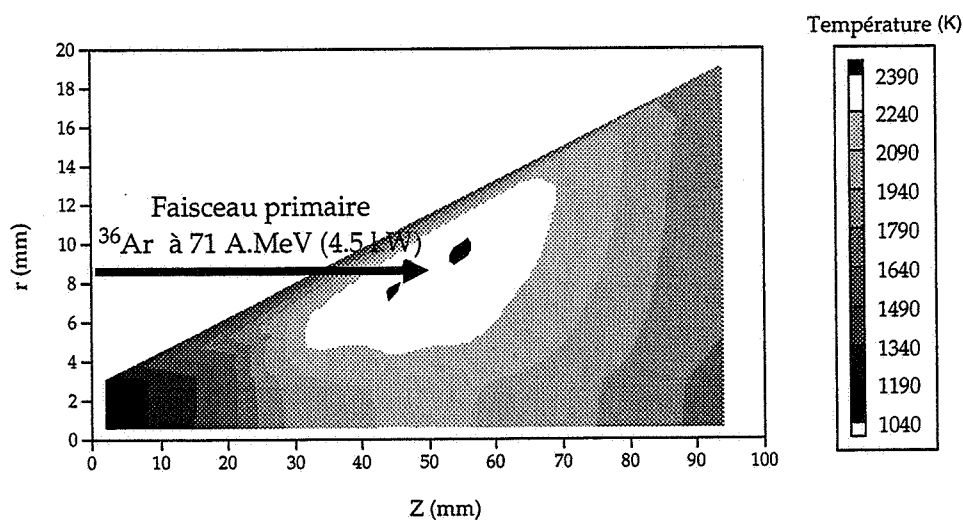


Figure V.21: Distribution de la température de la cible d'arrêt 4.5 kW pour la production de faisceaux d'Ar riches en protons après un mois d'irradiation; demi angle du cône : 11° , 47 lamelles uniquement dans le cône, ϕ_{cible} : 40 mm, $\Gamma_{\text{faisceau primaire}}$: 16 mm, position du faisceau primaire : 8.5 mm, fréquence de rotation du faisceau primaire : 20 Hz

Les figures V.20 et V.21 montrent la distribution de température dans les cibles d'arrêt optimisées pour des faisceaux incidents de Ne et Ar. Il y a formation dans chacune d'un trou limité (≈ 5 lamelles) qui apparaît au bout d'un mois. La dissociation des deux taches noires correspond non pas à une diminution réelle de la température mais à un artefact de calcul.

Nous avons déterminé les cibles qui peuvent être utilisées pour des faisceaux primaires composés de Ne, Ar et Kr de 2 kW et 6 kW de puissance tenant un mois. Nous travaillons donc à la limite de destruction des cibles pour obtenir des intensités de faisceaux radioactifs les plus grandes possibles. C'est le talon d'Achille du projet.

V.3 LES INTENSITÉS ATTENDUES POUR LES FAISCEAUX DE SPIRAL

Nous pouvons à ce stade estimer les intensités des faisceaux produits puis accélérés par SPIRAL. Elles sont déduites des mesures réalisées avec le séparateur SIRa. Les intensités des faisceaux primaires GANIL, dans le cadre du projet THI, passent de 400 W à 6 kW. Cependant, une limitation par décret est imposée à $2 \cdot 10^{13}$ pps et/ou 6 kW (valeurs pour les faisceaux primaires de Ne et Ar que nous utiliserons) dépendant de l'énergie du faisceau, donc de la masse de l'ion accéléré, et de la radioprotection. Ces valeurs limites ne sont pas atteintes pour des noyaux plus lourds : par exemple, pour le ^{78}Kr , nous utiliserons un faisceau primaire de 3 kW soit $3.29 \cdot 10^{12}$ pps. Nous n'avons pas estimé les valeurs des taux de production et les intensités des faisceaux accélérés pour des faisceaux primaires de 2 kW. Pour les connaître, il est juste nécessaire de prendre les valeurs du tableau V-3 et de les normaliser à un faisceau primaire de 2 kW.

Le tableau V-3 donne les valeurs des taux de production à partir de ceux déduits au point de détection du séparateur SIRa. Ils sont normalisés à un faisceau incident de $1 \mu\text{Ap}$. La dernière colonne correspond à l'intensité du faisceau d'ions radioactifs qui sortira après le cyclotron CIME. La déduction des intensités des faisceaux radioactifs accélérés à partir des taux de production mesurés sur SIRa sera expliquée dans les lignes qui suivent. Le point de départ sera le taux de production au point image du séparateur SIRa multiplié par les transmissions dans les différents éléments composants SPIRAL. Comme il s'agit de gaz, l'extrapolation a été faite en supposant que la différence de taille entre les cibles utilisées sur SIRa et celles optimisées pour SPIRAL n'a pas d'influence sur l'effusion des atomes radioactifs.

Nous pouvons connaître le taux de production au point image du séparateur SIRa car nous avons mesuré avec les ions stables les efficacités de transmission, pour un ion donné, entre ce point image et le point de détection. Elle est de 80% pour l' Ar^{8+} , 80% pour le Kr^{15+} , 75% pour le Ne^{5+} et de 70% pour le He^{1+} . Ce sera notre point de départ pour le calcul sur SPIRAL.

Afin que tout le faisceau soit adapté au cyclotron CIME, l'émittance du faisceau radioactif est limitée par un système de fentes à $80 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$. Au chapitre III, nous avons mesuré le pourcentage de faisceau dans une émittance de $80 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ pour l' Ar^{8+} . Elle est de 85(5)% en moyenne selon la tension d'extraction. La figure III.21, qui représente les émittances en fonction des masses, nous amène à une valeur de 100% pour le Kr puisque ces émittances (quel que soit l'état de charge) sont toujours inférieures de $\approx 50\%$ à celles de l'Ar. Pour l'He monochargé, son émittance est de $160 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ soit la diminution d'un facteur deux sur le courant qui sera éliminé par les fentes. Pour le Ne, nous pouvons nous inspirer de celle de l'N ou de l'O soit environ une bonne centaine de $\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$. Nous pouvons estimer que les fentes élimineront 70% du courant.

La transmission dans la ligne T.B.E. a été calculée pour 100% ce qui a été confirmé lors des premiers essais en faisceau stable. On peut s'attendre à la même transmission dans la ligne M.E..

| Faisceau secondaire | Faisceau primaire (GANIL) | Taux de production SIRa normalisé à 1 μ Ap (pps) | Taux de production pour le projet SPIRAL (pps) | Intensité du faisceau SPIRAL accéléré (pps) |
|--|------------------------------------|--|--|---|
| $^{81}\text{Kr}^{15+}$ (13.1 s) | $^{78}\text{Kr}^{34+}$ 73 A.MeV | $1.78 (0.31) 10^7$ | $9.38 (0.16) 10^6$ (b) | $3.19(0.06) 10^6$ |
| $^{79}\text{Kr}^{15+}$ (50.0 s) | | $4.21 (0.74) 10^7$ | $2.22 (0.39) 10^7$ (b) | $7.53 (0.13) 10^6$ |
| $^{79\text{m}}\text{Kr}^{15+}$ (35.04 h) | | $2.21 (0.40) 10^8$ | $1.16 (0.21) 10^8$ (b) | $3.95 (0.71) 10^7$ |
| $^{77}\text{Kr}^{15+}$ (74.4 mn) | | $6.76 (0.39) 10^8$ | $3.56 (0.20) 10^8$ (b) | $1.21 (0.07) 10^8$ |
| $^{76}\text{Kr}^{15+}$ (14.8 h) | | $7.65 (1.35) 10^7$ | $4.03 (0.71) 10^7$ (b) | $1.37 (0.24) 10^7$ |
| $^{75}\text{Kr}^{15+}$ (4.3 mn) | | $1.94 (0.34) 10^7$ | $1.02 (0.18) 10^7$ (b) | $3.47 (0.61) 10^6$ |
| $^{74}\text{Kr}^{15+}$ (11.5 mn) | | $3.17 (0.56) 10^6$ | $1.67 (0.29) 10^6$ (b) | $5.67 (0.98) 10^5$ |
| $^{73}\text{Kr}^{15+}$ (27.0 s) | | $4.49 (0.80) 10^4$ | $2.36 (0.42) 10^4$ (b) | $8.02 (1.41) 10^3$ |
| $^{72}\text{Kr}^{15+}$ (17.2 s) | | $2.38 (0.23) 10^3$ | $1.25 (0.12) 10^3$ (b) | $4.26 (0.41) 10^2$ |
| $^{35}\text{Ar}^{8+}$ (1.775 s) | $^{36}\text{Ar}^{18+}$ 95 A.MeV | $3.02 (0.15) 10^8$ | $5.31 (0.26) 10^8$ (c) | $1.54 (0.76) 10^8$ |
| $^{34}\text{Ar}^{7+}$ (844 ms) | | $7.68 (0.56) 10^6$ | $1.35 (0.10) 10^7$ (c) | $3.91 (0.29) 10^6$ |
| $^{33}\text{Ar}^{8+}$ (173 ms) | | $1.62 (0.07) 10^5$ | $2.85 (0.12) 10^5$ (c) | $8.24 (0.33) 10^4$ |
| $^{32}\text{Ar}^{7+}$ (98 ms) | | $1.00 (0.01) 10^3$ | $1.76 (0.02) 10^3$ (c) | $5.09 (0.06) 10^2$ |
| $^{31}\text{Ar}^{3+}$ (15 ms) | | 15.1 (0.1) | 26.6 (0.2) (c) | 7.69 (0.05) |
| $^{19}\text{Ne}^{5+}$ (17.22 s) | $^{20}\text{Ne}^{10+}$ 95 A.MeV | $2.40 (0.12) 10^8$ | $7.56 (0.38) 10^8$ (a, d) | $1.92 (0.42) 10^8$ |
| $^{18}\text{Ne}^{5+}$ (1.67 s) | | $1.49 (0.07) 10^7$ | $4.70 (0.22) 10^7$ (a, d) | $1.19 (0.05) 10^7$ |
| $^{17}\text{Ne}^{5+}$ (109 ms) | | $1.49 (0.07) 10^5$ | $4.70 (0.22) 10^5$ (a, d) | $1.19 (0.05) 10^5$ |
| $^8\text{He}^{1+}$ (119 ms) | $^{13}\text{C}^{6+}$ 75 A.MeV | $5.05 (0.25) 10^5$ | $1.62 (0.80) 10^6$ (a, e) | $3.15 (0.15) 10^5$ |
| $^6\text{He}^{1+}$ (806.7 ms) | | $1.44 (0.07) 10^8$ | $4.61 (0.51) 10^8$ (a, e) | $9.00 (0.98) 10^7$ |

Tableau V-3 : Estimations des intensités des faisceaux radioactifs délivrés par SPIRAL à partir des mesures expérimentales sur SIRa. Le cas (a) représente des taux de production non mesurés avec l'ensemble cible source-NANOGAN II mais avec celui ECR3 [MAU-94]. Comme nous avons vu que les taux entre les deux ensembles sont sensiblement les mêmes, nous pouvons ainsi calculer l'intensité de ces faisceaux pour SPIRAL. Les cas (b)...(e) correspondent aux futurs faisceaux suivants : (b) ^{78}Kr , 3 kW, $3.29 10^{12}$ pps, (c) ^{36}Ar , 6 kW, $1.10 10^{13}$ pps, (d) ^{20}Ne , 6 kW, $1.97 10^{13}$ pps, (e) ^{13}C , 3.12 kW, $2.0 10^{13}$ pps.

Quant à l'injection et la transmission dans le cyclotron CIME puis l'éjection, L. Boy a calculé des valeurs pour plusieurs faisceaux de $\approx 30(3) \%$.

Les résultats présentés sont issus des mesures avec un seul état de charge par faisceau radioactif. Les intensités des faisceaux radioactifs dépendent de l'état de charge selon les efficacités intervenant le long de la production du faisceau radioactif (efficacité d'ionisation, harmonique d'accélération dans le cyclotron). Il est possible alors, en choisissant un autre état de charge, d'obtenir des intensités plus fortes ou plus faibles. Cependant, la gamme d'énergie disponible à la sortie de CIME pour chaque état de charge n'est pas la même.

V.4 COMPARAISON AVEC D'AUTRES LABORATOIRES

Nous pouvons comparer les taux de production sur SPIRAL avec ceux faits sur ISOLDE (CERN) [RAV-97], TISOL (TRIUMF) [DOM-92], [D'AU-97] et CRC-UCL (Louvain-la-Neuve) [VAN-92 b], [LOI-97]. Ces trois laboratoires utilisent des faisceaux de protons incidents pour

| Faisceau radioactif ($T_{1/2}$) | $Y_{\text{SPIRAL}} / Y_{\text{ISOLDE SC}}$ | $Y_{\text{SPIRAL}} / Y_{\text{ISOLDE PSB}}$ | $Y_{\text{SPIRAL}} / Y_{\text{TISOL}}$ | $Y_{\text{SPIRAL}} / Y_{\text{CRC-UCL}}$ |
|-----------------------------------|--|---|--|--|
| ^{81}Kr (13,1 s) | | | (1+) 0.04 | |
| ^{77}Kr (74.4 mn) | (1+) 3.38 | | | |
| ^{76}Kr (14.8 h) | (1+) 0.64 | | | |
| ^{75}Kr (4.3 mn) | (1+) 2.73 | | (1+) 31.80 | |
| ^{74}Kr (11.5 mn) | (1+) 1.58 | | (1+) 2.11 | |
| ^{73}Kr (27 s) | (1+) 0.63 | (1+) 0.06 | (1+) 1.50 | |
| ^{72}Kr (17.2 s) | (1+) 0.22 | | (1+) 2.38 | |
| ^{35}Ar (1.775 s) | | (1+) 2.32 | (1+) 67.11 | (3+) 251.67 |
| ^{34}Ar (844 ms) | | (1+) 0.26 | (1+) 54.86 | |
| ^{33}Ar (173 ms) | | (1+) 0.10 | (1+) 1.69 | |
| ^{32}Ar (98 ms) | | (1+) 1.00 | (1+) 64.93 | |
| ^{31}Ar (15 ms) | | (1+) 7.55 | | |
| ^{19}Ne (17.22 s) | (1+) 8.08 | | (1+) 0.73 | (2+) 1.39 |
| ^{18}Ne (1.67 s) | (1+) 4.31 | | (1+) 4.51 | (2+) 319.74 |

Tableau V-4 : Comparaison des taux de production (sortie source) mesurés entre ISOLDE, TISOL, UCR-UCL et SPIRAL. Les valeurs correspondent au rapport du taux de production (Y_{SPIRAL}) pour SPIRAL normalisé à $1\mu\text{Ap}$ d'intensité du faisceau primaire sur le taux de production des autres laboratoires lui aussi normalisé à $1\mu\text{Ap}$

fabriquer les atomes radioactifs. Le faisceau primaire étant figé, c'est la nature des éléments constituant les cibles qui est adaptée aux faisceaux radioactifs que l'on souhaite produire.

Le tableau V.4 présente la comparaison des taux de production (sortie source) mesurés entre ISOLDE, TISOL, UCR-UCL et SPIRAL. Les valeurs correspondent au rapport du taux de production (Y_{SPIRAL}) pour SPIRAL normalisé à 1 μAp d'intensité du faisceau primaire sur le taux de production des autres laboratoires lui aussi normalisé à 1 μAp . Pour obtenir les intensités sur cible, il faut tenir compte des différentes intensités primaires de chaque installation ainsi que de l'efficacité totale entre la source d'ionisation et la cible de l'expérimentateur.

Le cyclotron CYCLONE de Louvain-la-Neuve accélère des protons de 30 MeV. Cette basse énergie limite le nombre de faisceaux secondaires produits. A cette énergie, seul les noyaux radioactifs proches de la vallée de stabilité sont produits car les réactions directes sont privilégiées. Il y a seulement trois éléments de comparaison. Les taux pour le ^{19}Ne sont semblables, SPIRAL devrait être nettement meilleur pour l' ^{35}Ar et le ^{18}Ne . Par contre, l'utilisation d'une forte intensité pour le faisceau primaire permet d'atteindre des intensités nettement plus importantes pour les faisceaux radioactifs accélérés ou de compenser partiellement l'écart en faveur de SPIRAL. En se basant sur les intensités prévues pour SPIRAL, (tableau V-3) et les intensités mesurées à Louvain-la-Neuve [VAN-92 b], pour les ^{19}Ne , avec une intensité de 150 μAp de protons à Louvain-la-Neuve, le faisceau accéléré de UCR-UCL est ≈ 10 fois plus intense que celui prévu pour SPIRAL. Pour le ^{18}Ne , SPIRAL fournira un faisceau à priori 30 fois plus intense que celui de Louvain-la-Neuve.

TISOL utilise un faisceau de protons de 500 MeV pour produire les atomes radioactifs. L'utilisation d'un tel faisceau permet de produire par spallation une plus vaste gamme de faisceaux radioactifs. La comparaison est possible entre SPIRAL et TISOL pour onze éléments. Les taux de production (sortie de la source) pour les Kr et les Ne sont équivalents à l'exception des $^{75,81}\text{Kr}$. La production du ^{81}Kr est très défavorisée à SPIRAL car il est produit non pas par fragmentation du projectile mais par transfert de trois nucléons. Pour les Ar, SPIRAL est nettement meilleur d'un facteur ≈ 50 . Cependant ces valeurs dépendent énormément des conditions de mesures comme le montre le taux de production de l' ^{33}Ar . L'intensité du faisceau primaire prévue à court terme pour le projet ISAC est de 10 μA alors qu'il sera en moyenne de l'ordre de 1.5 μAp pour SPIRAL. Les intensités sur cible devraient être plus ou moins comparables selon les ions radioactifs entre SPIRAL et ISAC. A plus longue échéance, ISAC devrait utiliser un faisceau primaire de 100 μA .

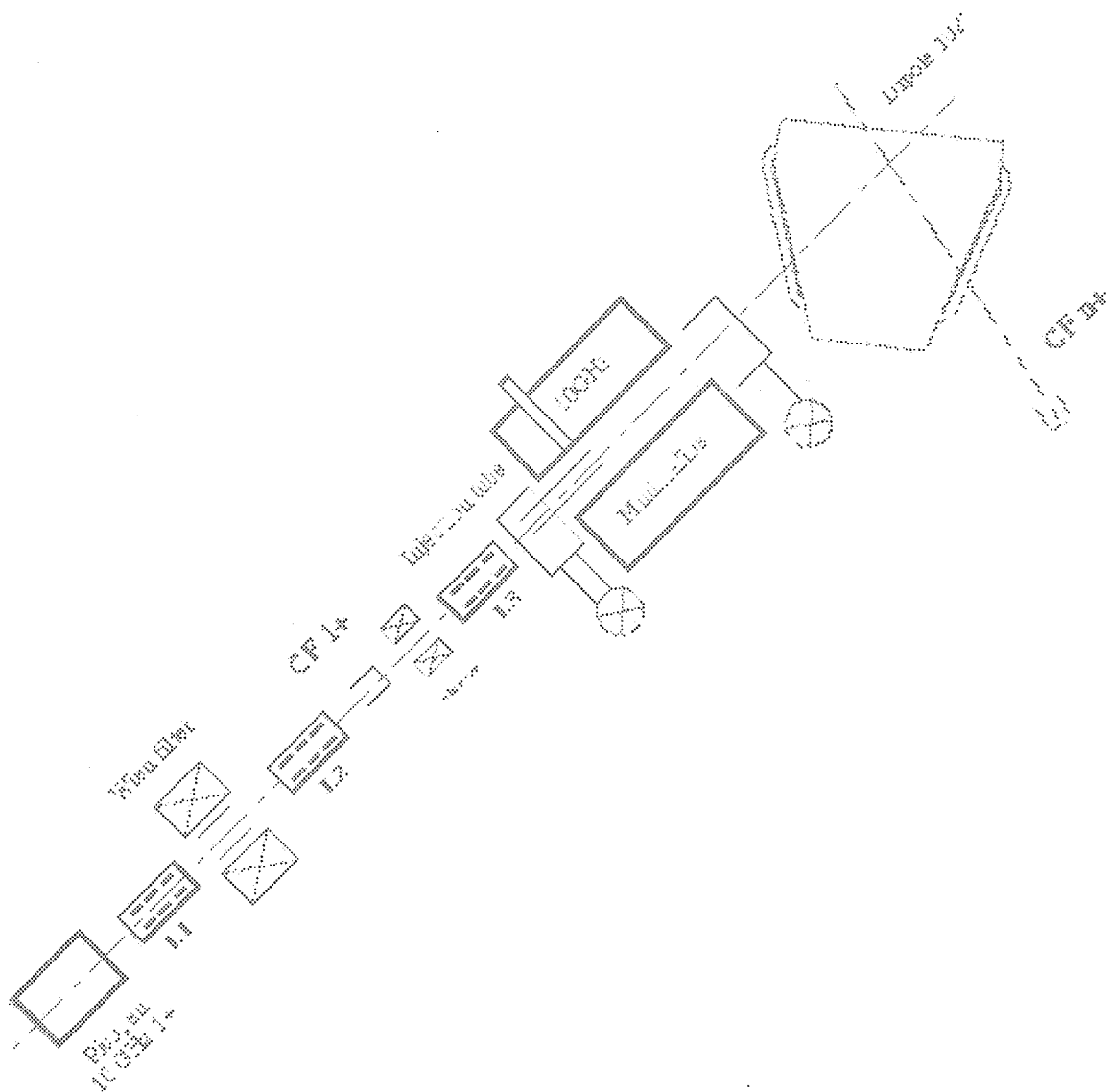
A ISOLDE, de nombreux faisceaux radioactifs de Kr ont été faits avec le S.C. (Syncro Cyclotron) fournissant des protons de 600 MeV. Depuis l'utilisation du PS-BOOSTER fournissant des protons de 1 GeV, la production a été multipliée par un facteur 10 pour les ^{73}Kr et ^{79}Kr . H.L. Ravn estime qu'un facteur 100 peut être gagné pour les noyaux à très courtes périodes ($< 1\text{s}$). ISOLDE, du point de vue de la production (tableau V.4) est équivalent à SPIRAL. L'utilisation du faisceau de 4 μA du PS-Booster devrait permettre un gain d'un facteur 3 comparativement à SPIRAL. Il est difficile de comparer les intensités sur cibles. Les faisceaux accélérés d'ISOLDE nécessitent des états de charge élevés imposant l'utilisation de la transformation des ions $1+$ en ions $n+$. Les intensités finales des faisceaux d'ions radioactifs dépendront, en grande partie, de l'efficacité de cette transformation mais les faisceaux obtenus devraient être d'une grande pureté.

Pour le démarrage de SPIRAL, les faisceaux d'ions radioactifs multichargés seront obtenus avec une source unique de type R.C.E. Cependant, la transformation $1+/n+$ présente de nombreux avantages. Cette solution fait l'objet du chapitre suivant.

Le domaine d'énergie de ces différents projets est de 0.2 à 0.8 A.MeV à Louvain-la-Neuve, 0.15 - 1.5 A.MeV à ISAC, 0.8 - 2.2 MeV à ISOLDE et 1.7 - 25 A.MeV à SPIRAL. Au regard de cette gamme d'énergie, il sera possible en Europe de disposer de toutes les énergies pour réaliser les expériences de physique. Les installations européennes ne sont pas en concurrence mais complémentaires de ce point de vue.

Chapitre VI

La solution $1^+/n^+$



VI.1 LA TRANSFORMATION $1+/N+$

Une solution très prometteuse pour obtenir un état de charge élevé consiste à créer des ions monochargés puis de les transformer en ions multichargés. C'est ce que l'on appelle la solution $1+/n+$ initiée par l'ISN Grenoble [TAM-96].

Les avantages de cette solution par rapport à la solution utilisant la source NANOGAN II sont les suivants :

- une meilleure sélectivité des éléments car il sera possible de faire une sélection selon la masse ($Q = 1$) avant la sélection en Q/M .
- une plus grande adaptation à tous les types d'éléments, il sera possible aussi bien de produire et ioniser des gaz que des alcalins ou métaux en adaptant la source $1+$ à ces différents types d'éléments.
- une diminution du volume contaminé et irradié, ce qui implique des coûts de manutention et décontamination beaucoup plus faibles.
- l'utilisation d'une source $n+$ plus performante c'est à dire capable de produire de plus hauts états de charge avec une meilleure efficacité d'ionisation.
- un gain en développement grâce aux nombreuses utilisations des sources d'ions monochargés dans le monde et plus particulièrement à ISOLDE [RAV-92].
- le coût total d'un ensemble cible source peut être diminué, seul la source d'ions monochargés et la cible sont à changer.

Deux voies sont explorées : l'une utilisant une source EBIS (REX-ISOLDE) [HAB-97] et l'autre une source R.C.E. (ISN/SPIRAL) [TAM-96] comme source d'ions multichargés. La solution la plus attractive pour SPIRAL est celle utilisant une source R.C.E.. La fréquence de fonctionnement de la source EBIS est plus difficilement adaptable au cyclotron que le faisceau continu issu de la source R. C. E. Les sources R.C.E. sont plus souples d'utilisation. Les efficacités d'ionisation sont à l'avantage du système ISOLTRAP/EBIS avec des états de charge dominants plus élevés. Cependant, la source EBIS n'accepte qu'un nombre limité de particules incidentes ($\approx 10^9$ pps) à cause de sa faible charge d'espace. Une sélection est nécessaire au préalable pour ne pas polluer les particules entrantes dans cette source. La solution EBIS semble mieux adaptée au postaccélérateur de type pulsé, la solution R.C.E. au postaccélérateur de type cyclotron.

Le but de ce chapitre est de démontrer que la solution $1+/n+$ peut remplacer la source NANOGAN II dans la casemate de SPIRAL sans toutefois trop diminuer l'efficacité globale de notre système de production.

VI.2 LES PRINCIPES DE LA TRANSFORMATION $1+/N+$

Avant de décrire les différentes étapes de la transformation $1+/n+$, nous allons expliquer ce qu'est le potentiel plasma qui se rencontre dès que l'on est en présence d'un plasma et plus particulièrement dans les sources d'ions de type R.C.E.. Nous le ferons intervenir lors de l'injection du faisceau monochargé dans la source $n+$.

VI.2.1 LE POTENTIEL PLASMA D'UNE SOURCE R.C.E.

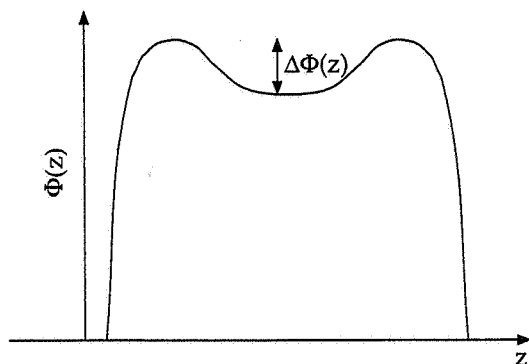


Figure VI.1 : Allure du potentiel plasma d'une source R.C.E. en fonction de la distance axiale

Dans le plasma d'une source R.C.E. cohabitent des électrons et des ions qui peuvent diffuser librement dans le plasma car ils ne sont pas figés comme dans un réseau cristallin. Du fait du rapport entre la masse de l'ion et celle de l'électron ($m_H/m_e \approx 1836$), ces derniers sont beaucoup plus mobiles. Les électrons qui s'échappent, se déplacent en laissant derrière eux les ions. Il en résulte la création, au sein du plasma, de régions chargées positivement et négativement. Ces deux zones donnent naissance à un gradient de potentiel électrostatique. Le potentiel plasma $\Phi(z)$ [XIE-94] ainsi créé empêche la fuite des électrons. Le confinement des électrons génère au centre du plasma un abaissement du potentiel qui retient les ions à l'intérieur de la zone R.C.E.. Le profil du potentiel plasma est tracé sur la figure VI.1.

VI.2.2 LA CAPTURE DIRECTE PAR LE PLASMA

Le faisceau monochargé peut être produit par différents types de sources maintenues à une tension ($V+\Delta V$). La tension d'extraction de la source R.C.E. est de V kV. Après décélération, les ions peuvent entrer dans la source $n+$ avec une énergie de seulement quelques eV. Cette différence de tension est nécessaire pour ralentir les ions afin qu'ils se présentent avec une énergie adéquate par rapport à leur capture dans la source $n+$. Il existe trois grandes étapes qui mènent au succès de cette transformation :

- l'injection du faisceau monochargé dans la source $n+$
- la thermalisation et la capture des ions dans le plasma
- l'ionisation sous forme multichargée

La première étape consiste à injecter le faisceau monochargé à travers le champ magnétique de fuite de la source R.C.E.. L'une des difficultés est de minimiser les pertes lors de l'injection. Le faisceau ne doit toucher aucune paroi. Le faisceau monochargé devra avoir la plus faible émittance possible. Deux modes d'injection sont alors utilisables. Le premier est l'injection côté extraction. Le faisceau monochargé est décéléré par l'électrode d'extraction et doit passer à la fois par le trou de cette électrode et celui de l'électrode plasma. La deuxième est l'injection côté cube HF, le faisceau monochargé est décéléré via un tube à la masse. La première possibilité est beaucoup plus contraignante et difficile à mettre en oeuvre. Elle nécessite des éléments d'optiques capables d'injecter à la fois le faisceau monochargé et d'extraire le faisceau multichargé dans un espace confiné. L'intérêt de la deuxième solution réside dans le découplage entre l'injection du faisceau d'ions monochargés et l'extraction du faisceau multichargé.

La deuxième étape est la thermalisation et capture des ions dans le plasma. Après décé-

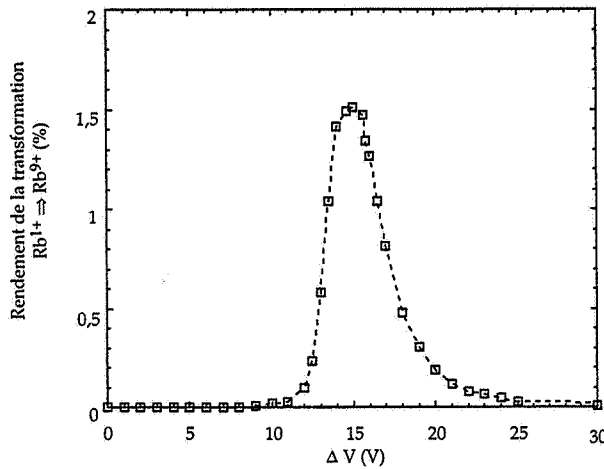


Figure VI.2 : Variation du rendement de la transformation du Rb^{1+} en Rb^{9+} en fonction de la différence de potentiel entre la source 1+ et n+ [TAM-96]

lération il reste aux ions, en moyenne, une énergie $e\Delta V$, où e représente la charge de l'électron et ΔV l'écart de potentiel entre les deux sources. De cette énergie va dépendre leur capture. Il faut en premier lieu que l'ion incident franchisse la barrière créée par le potentiel plasma. Ceci donne une valeur limite inférieure à l'énergie que doit posséder l'ion monochargé. La figure VI.2 présente la variation du rendement de la transformation du Rb^{1+} en Rb^{9+} en fonction de la différence de potentiel entre la source 1+ et n+ [TAM-96]. Comme nous pouvons le constater, ce rendement débute pour un ΔV de 10 V correspondant à une énergie de 10 eV puis croît rapidement. En dessous de cette valeur, le rendement est nul. Ce décalage, par rapport à l'origine, est l'énergie minimale nécessaire pour franchir le potentiel plasma.

La capture proprement dite de l'ion est réalisée lorsque l'ion incident a effectué une collision à 90° c'est à dire lorsqu'après de multiples collisions à petits angles, il a subi une déflexion de 90° . Ceci implique qu'il a été thermalisé. Il est intéressant, comme nous allons le voir, d'étudier la thermalisation d'un ion dans un plasma. On peut ainsi mieux cerner les conditions de source nécessaires à la capture de cet ion.

La formule de ralentissement d'un ion par un plasma calculé par Delcroix et Bers [DEL-94] permet d'expliquer qualitativement la thermalisation d'un ion dans un plasma. Ces calculs sont basés sur le modèle de diffusion de Rutherford. Les conditions du problème sont les suivantes : un ion "a", de charge Q_a et de vitesse w_a rencontre un plasma constitué d'électrons et d'ions "b", de charge moyenne $\langle Q_b \rangle$ et de vitesse moyenne \bar{w}_b . La température des électrons sera prise égale à la température des ions. Nous voulons connaître le transfert moyen d'énergie par unité de temps de l'ion "a" à l'ion "b". La formule déterminée par Delacroix et Bers est la suivante :

$$\frac{\langle \Delta w_{\text{all}} \rangle_b}{\Delta t} = \frac{n_b}{2\pi\epsilon_0^2} \left[\frac{Q_a Q_b e^2}{m_a \bar{w}_b} \right]^2 \left[1 + \frac{m_a}{m_b} \right] R(u_{ab}) \ln \Lambda \quad (\text{VI.1})$$

- cette formule a été calculée en supposant que la fonction de distribution $f(\bar{w}_b)$ est maxwellienne
- n_b est la densité de l'espèce "b"
- $\ln \Lambda$ est un paramètre dépendant de l'angle χ de la collision, sa valeur est d'environ 15 pour les source R.C.E.
- la vitesse la plus probable des espèces "a" et "b" est définie par l'expression suivante :

$$\overline{w_{a,b}} = \sqrt{\frac{kT_{a,b}}{m_{a,b}}} \quad (\text{VI.2})$$

où $k=8.62 \cdot 10^{-5}$ eV/K est la constante de Boltzmann

• le terme $R(u_{a,b})$ correspond à l'intégrale suivante :

$$R(u_{a,b}) = \frac{1}{u_{a,b}^2 \sqrt{\pi}} \int_0^{u_{a,b}} x^2 e^{-x^2} dx \quad (\text{VI.3})$$

où

$$u_{a,b} = \frac{w_a}{w_b} \quad (\text{VI.4})$$

Nous allons nous intéresser à la perte d'énergie dans le cas où l'ion incident (noté ic) rencontre un ion du plasma (noté ip) ou un électron (noté e⁻). La règle d'additivité s'écrit :

$$\left\langle \frac{\Delta w_{ic}}{\Delta t} \right\rangle_{ip,e^-} = \left\langle \frac{\Delta w_{ic}}{\Delta t} \right\rangle_{ip} + \left\langle \frac{\Delta w_{ic}}{\Delta t} \right\rangle_{e^-} \quad (\text{VI.5})$$

soit pour le transfert total d'énergie par unité de temps :

$$\frac{\langle \Delta w_{ic} \rangle_{ip,e^-}}{\Delta t} = -\frac{ne}{2\pi\epsilon_0^2} \left[\frac{e^2}{m_e \overline{w_e}} \right]^2 B(w_{ic}) \ln \Lambda \quad (\text{VI.6})$$

avec

$$B(w_{ic}) = Q_{ic}^2 \frac{m_e}{m_{ic}} \left[R(u_{ic,e}) + Q_{ip} \left(1 + \frac{m_{ip}}{m_{ic}} \right) R(u_{ic,ip}) \right] \quad (\text{VI.7})$$

La dépendance du transfert total d'énergie par unité de temps (équation VI.7) est contenue dans le terme $B(w_{ic})$. Les autres termes sont des constantes. Les unités sont arbitraires et seules les variations sont importantes. Les figures VI.3.a et VI.3.b représentent la fonction $B(w_{ic})$ en fonction de la vitesse de l'ion incident divisée par la vitesse de l'ion du plasma pour différents ions incidents et charges moyennes des ions du plasma. Tous les ions incidents ont une charge unitaire 1+ et les ions du plasma une charge moyenne $\langle Q_{ip} \rangle$ choisie comme celle de NANOGAN II (chapitre III.5). La fonction $B(w_{ic})$ présente deux maximums. Le premier correspond à un rapport des vitesses autour de 1. Les ions incidents ont la même vitesse que celle des ions du plasma. Il existe un deuxième maximum dû aux collisions ion-électron pour des rapports de vitesse $V_{ion_incident}/V_{ion_plasma}$ plus élevés, autour de 100-200 correspondant à un rapport de 1 entre la vitesse des ions incidents et la vitesse des électrons du plasma. Plus la vitesse relative entre l'ion à thermaliser et l'électron ou l'ion du plasma décroît vers zéro (pour un rapport de vitesse tendant vers 1), plus le transfert d'énergie par seconde augmen-

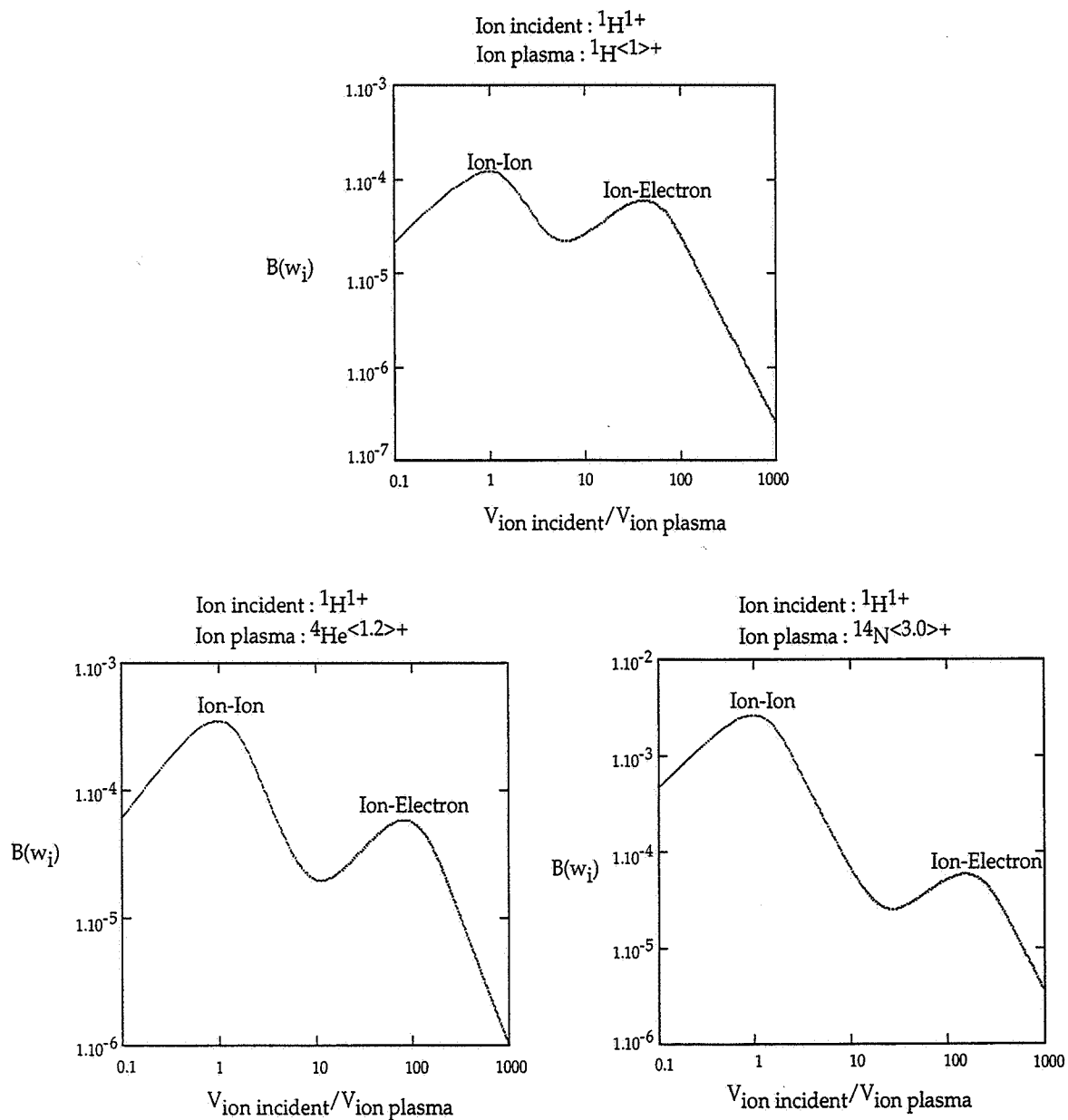


Figure VI.3.a : Transfert d'énergie entre un ion incident H^{1+} et le plasma pour différentes charges moyennes $\langle Q \rangle$ du plasma

te. Pour des vitesses d'ions incidents trop importantes, $V_{ion_incident} \geq 1000 V_{ion_plasma}$, le transfert d'énergie est très faible, l'ion aura une probabilité beaucoup plus faible d'être thermalisé.

Les figures VI.3.a et VI.3.b montrent que pour un même ion incident, plus la charge moyenne du plasma est élevée, plus la probabilité pour cet ion, possédant une vitesse relative nulle, de se thermaliser par les collisions ion-ion est grande. Par contre, si on augmente la masse de l'ion incident, il sera alors plus difficile de le thermaliser (facteur ≈ 100 entre $^1H^{1+}$ et $^{40}Ar^{1+}$) car à vitesse identique, son énergie cinétique est plus grande.

Pour que l'ion soit capturé, il ne faut pas que son énergie soit trop grande. Si c'est le cas, le temps de transit à travers le plasma est supérieur au temps caractéristique pour être déflé-

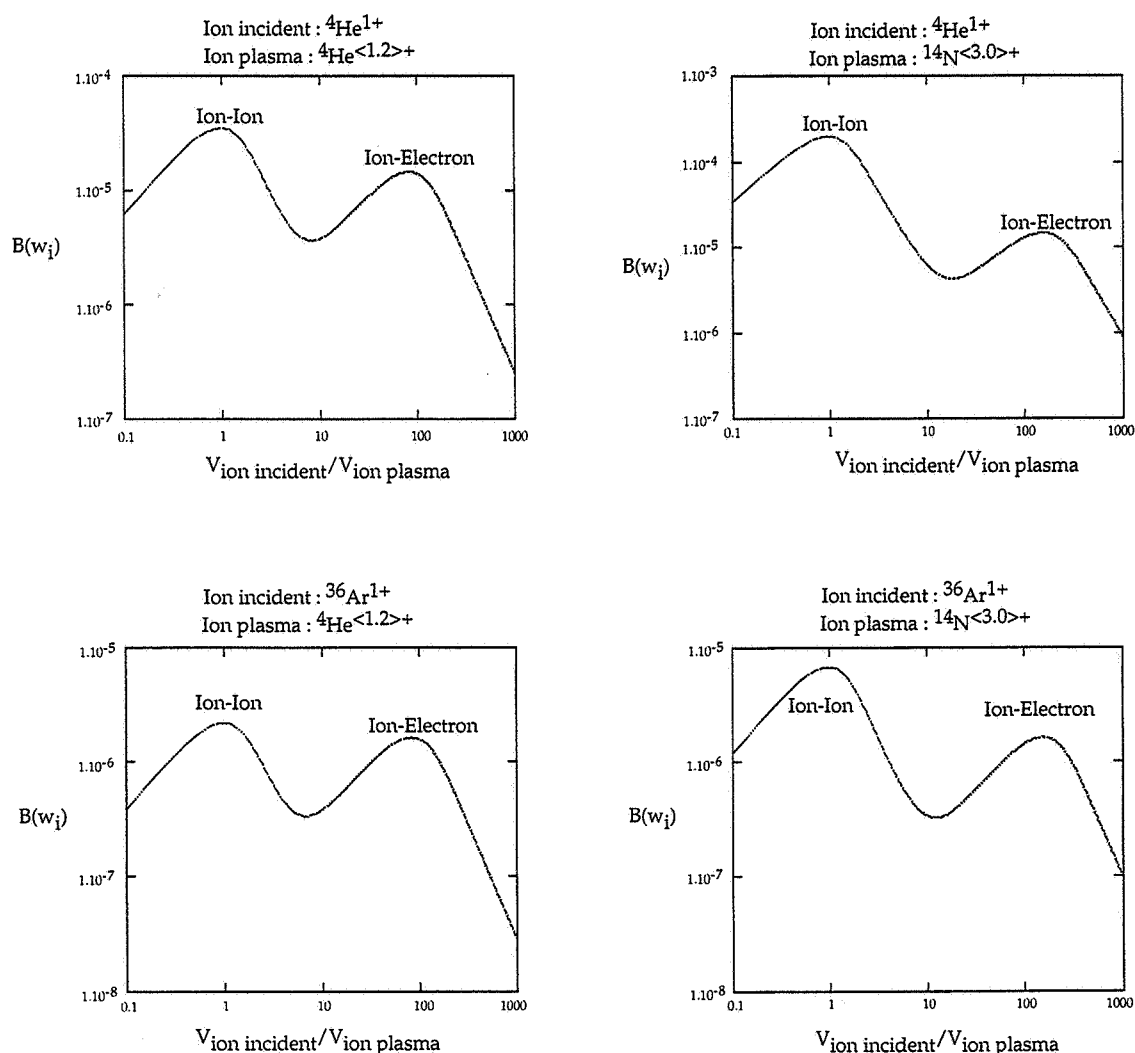


Figure VI.3.b : Transfert d'énergie entre un ion incident 4He^{1+} et 36Ar^{1+} et le plasma pour différentes charges moyennes $\langle Q \rangle$ du plasma

chi à 90° . Dans ce cas, il ne sera pas capturé. Comme on peut le voir sur la figure VI.2, dès que l'ion Rb a une énergie supérieure à 20 eV, le rendement devient quasiment nul. Pour être capturée, la gamme d'énergie que peut posséder un ion est faible. Il faut qu'il ait suffisamment d'énergie pour franchir la barrière du potentiel plasma mais pas trop pour qu'il soit thermalisé et capturé. Ce qui donne pour le Rb une fenêtre de ≈ 10 eV.

La dernière étape correspond à l'ionisation sous forme multichargée. Une fois capturés, les ions font partie de la population ionique du plasma et vont être ionisés pas à pas grâce aux électrons de grande énergie du plasma. Ils ont perdu la mémoire de leur vitesse initiale et se comportent comme des ions issus d'un gaz neutre. Un pourcentage d'entre eux va diffuser vers l'électrode plasma et être extrait.

VI.3 OÙ EN EST-ON ?

C. Tamburella et al. [TAM-96,TAM-97] furent les premiers à expliquer et expérimenter le stripping basse énergie avec une source R.C.E.. La validation de cette transformation peut,

| Ions | Rendement % |
|--|-------------|
| $\text{Rb}^{1+} \Rightarrow \text{Rb}^{9+}$ | 2 |
| $\text{Kr}^{1+} \Rightarrow \text{Kr}^{9+}$ | 6.5 |
| $\text{Xe}^{1+} \Rightarrow \text{Xe}^{13+}$ | 4 |

Tableau VI-1 : Rendements mesurés par C. Tamburella et al. pour la transformation d'un ion 1+ en ion n+ [TAM-96]

entre autre, être réalisée par la mesure du rendement de cette transformation. Il est défini comme le rapport entre le nombre d'ions de charge n+ mesurés après la source n+ et le nombre d'ions 1+ injectés. Leurs valeurs mesurées pour le Rb, le Kr et le Xe sont présentées dans le tableau VI.1. Le résultat du Rb indique que cette méthode est prometteuse. Le Rb est un alcalin ayant un temps de collage sur les parois nettement plus grand que celui d'un gaz rare.

D'autres expériences [LAM-97] ont eu lieu avec les sources R.C.E. CAPRICE 10 GHz de l'accélérateur SARA avec le même succès montrant ainsi la répétabilité de cette méthode.

Afin de comparer l'efficacité totale de la solution 1+ / n+ avec la solution utilisant l'ensemble NANOGAN II, une source d'ions monochargés dédiée au gaz a été développée : PICOCHAN.

VI.4 LA SOURCE D'IONS MONOCHARGÉS PICOCHAN

PICOCHAN (figure VI.4) est une source R.C.E. d'ions monochargés faite entièrement d'aimants permanents. Son extraction est monoélectrode du type NANOGAN II. Sa résonance est autour de 10 GHz. Il n'existe pas de structure à minimum de champ B comme dans la source NANOGAN II mais seulement un gradient de champ magnétique. La couronne unique est constituée d'aimants permanents en FeNdB. L'injection et l'extraction sont semblables à celles utilisées avec la source NANOGAN II.

Les deux qualités principales de cette source sont :

- une forte efficacité d'ionisation pour les gaz rares
- une faible émittance ($\leq 30 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$)

Elle nécessite pour son fonctionnement d'une forte pression à l'injection $\approx 3 \cdot 10^{-4}$ mbar à comparer au $5 \cdot 10^{-5}$ mbar de NANOGAN II. Elle est peu consommatrice de puissance HF : quelques dizaines de Watt. Les mesures que nous allons présenter ont été faites avec une efficacité de transport supérieure à 85% pour un débit source de l'ordre de 0.5 mA.

VI.4.1 LES EFFICACITÉS D'IONISATION

L'efficacité d'ionisation a été mesurée avec la même méthode que celle décrite dans le chapitre III.5.4. La fuite calibrée délivrait $18.4 \mu\text{Ap}$ d'He. En se basant sur la racine carré du rapport des masses, le courant du Ne a été estimé à $8.23 \mu\text{Ap}$ et $5.81 \mu\text{Ap}$ pour l'Ar. Chaque

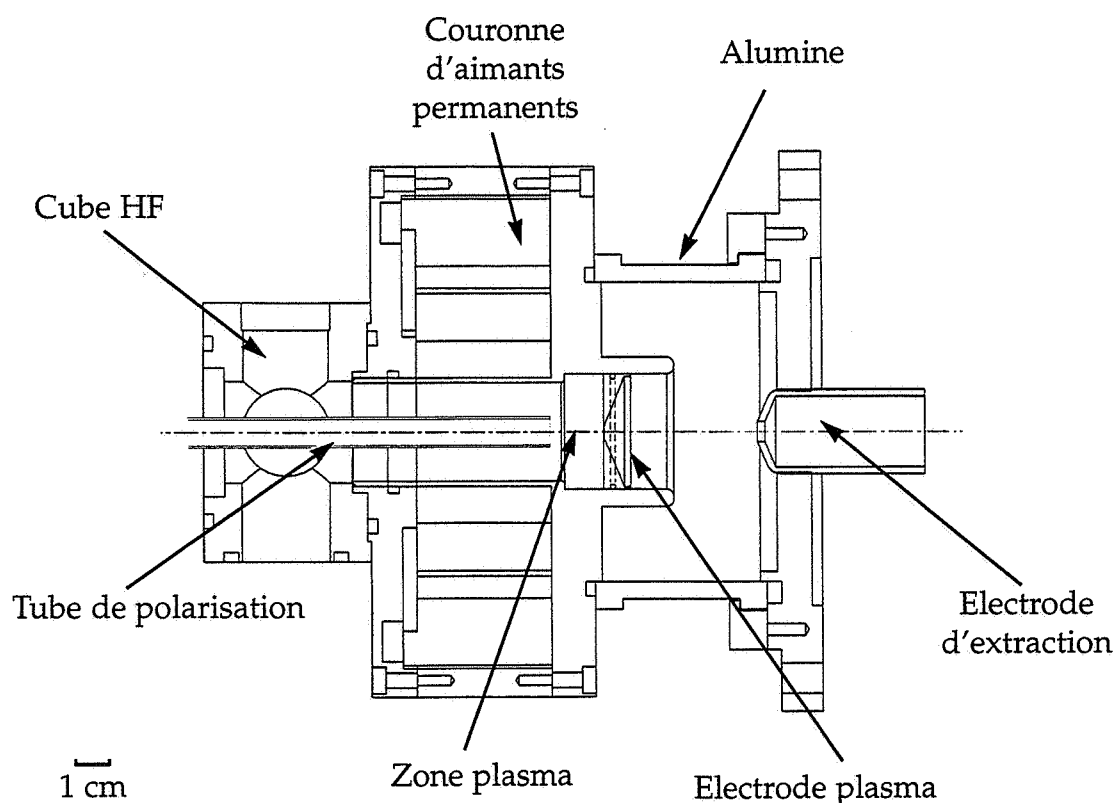


Figure VI.4 : Schéma de la source PICOGAN

mesure d'efficacité est corrigée du bruit de fond résiduel du gaz considéré. Après chaque mesure du courant de X^{1+} , la vanne placée devant la fuite calibrée était fermée puis le courant X^{1+} restant était mesuré. La différence divisée par le flux de la fuite calibrée donne les résultats représentés sur le tableau VI-3. Les figures VI.5 et VI.6 montrent les spectres typiques de PICOGAN qui nous ont servis à calculer ces efficacités d'ionisation.

Le tableau VI-2, comme les spectres des figures VI.5 et VI.6, montrent que l'efficacité d'ionisation du 2^+ est négligeable devant celle du 1^+ . L'efficacité d'ionisation pour l'Ar est élevée, de l'ordre de 70%. Si on compare les potentiels d'ionisation du premier électron pour les différents gaz, nous pouvons en déduire que les efficacités d'ionisation pour les N (13.4 eV),

| Elément | Potentiel d'ionisation (1^+) (eV) | Efficacité d'ionisation (1^+) PICOGAN % | Efficacité d'ionisation (2^+) PICOGAN % | Efficacité d'ionisation (1^+) FEBIAD % |
|---------|---------------------------------------|---|---|--|
| Ne | 23.1 | 29.3 (1.4) | 3.4 (0.3) | ≈ 1.5 |
| Ar | 16.0 | 68.0 (3.3) | 2.4 (0.3) | ≈ 19 |

Tableau VI-2 : Comparaison des efficacités d'ionisation entre la source de monochargé PICOGAN et FEBIAD

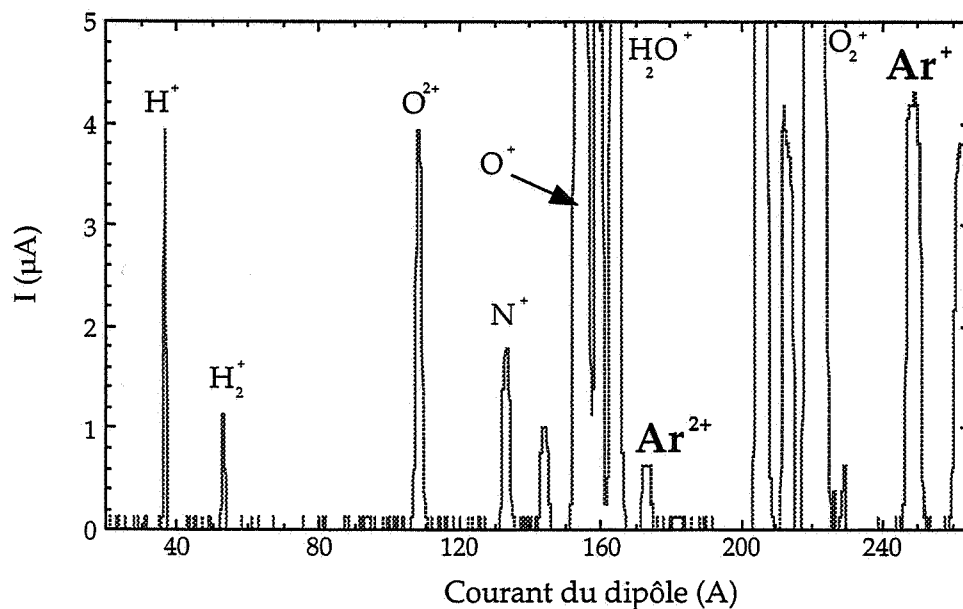


Figure VI.5 : Spectre de PICOCHAN optimisé pour l' $^{40}\text{Ar}^+$. Les paramètres sources sont :

- gaz porteur : Oxygène
- tension source : 13.6 kV, débit source : 0.6 mA
- fréquence HF : 10.0 GHz, puissance HF : 70 W

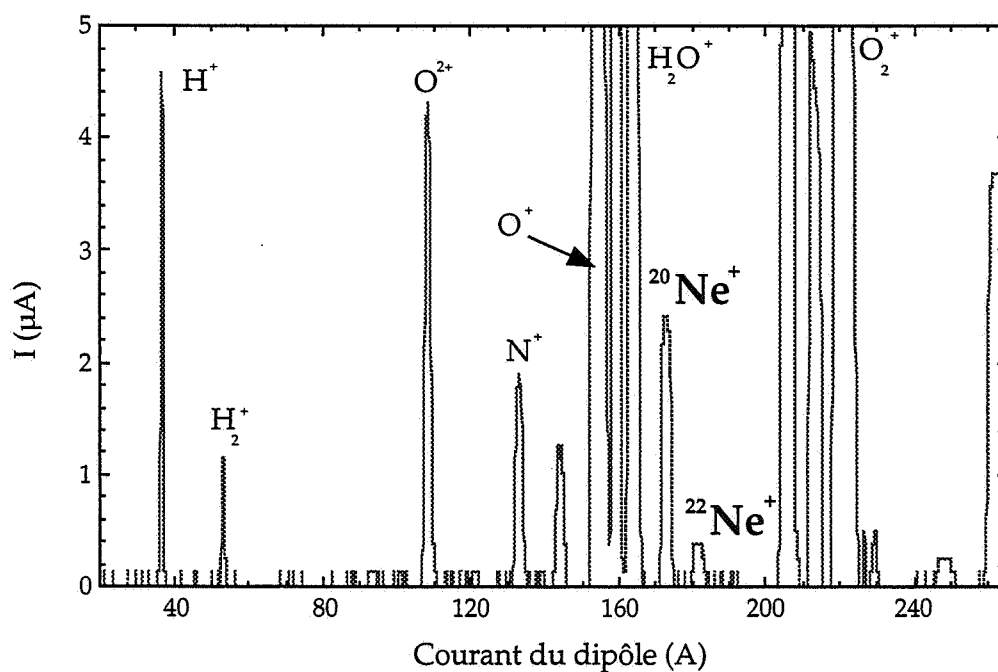


Figure VI.6 : Spectre de PICOCHAN optimisé pour le ^{20}Ne . Les paramètres sources sont :

- gaz porteur : Oxygène
- tension source : 13.6 kV, débit source : 0.6 mA
- fréquence HF : 10.0 GHz, puissance HF : 70 W

O (16.4 eV), Kr (14 eV) et Xe (12 eV) seront égales ou supérieures à 70% puisque le potentiel de l'Ar est de 16 eV. L'He devrait avoir l'efficacité d'ionisation la plus faible puisque la valeur de son potentiel d'ionisation est de 25 eV. Cette efficacité mérite d'être mesurée car c'est l'élément du tableau périodique des éléments dont le potentiel d'ionisation est le plus élevé.

Ces efficacités sont à comparer avec celles des sources de type FEBIAB utilisées à ISOL-DE et GSI [KIR-95]. Les valeurs de comparaison sont celles de GSI. Cette dernière source est nettement moins performante que PICOCHAN quant à l'efficacité d'ionisation (tableau VI.2). La différence est plus marquée lorsque le potentiel d'ionisation est important : pour le Ne (23.1 eV), le rapport est de 20 entre les deux efficacités.

VI.4.2 LES EMITTANCES

L'émittance-mètre utilisé est identique à celui décrit dans le Chapitre III.5.5. Les émittances ont été mesurées pour deux gaz He et Ar. La transmission était proche de 100%, la tension d'extraction de 13.6 kV et le débit source de l'ordre de 150 μ A. Les émittances mesurées sont reportées dans le tableau VI-4 : 30 π .mm.mrad pour l'He et 15 π .mm.mrad pour l'Ar. Ces faibles valeurs sont bonnes pour une source de type R.C.E. et se rapprochent des valeurs des sources à ionisation de surface soit $\approx 10 \pi$.mm.mrad.

| Ion monochargé | Emittance PICOCHAN (π .mm.mrad) |
|----------------|--|
| He | 30 |
| Ar | 15 |

Tableau VI-3 : Emittances de la source PICOCHAN

VI.5 LES EXPÉRIENCES ISN-GANIL

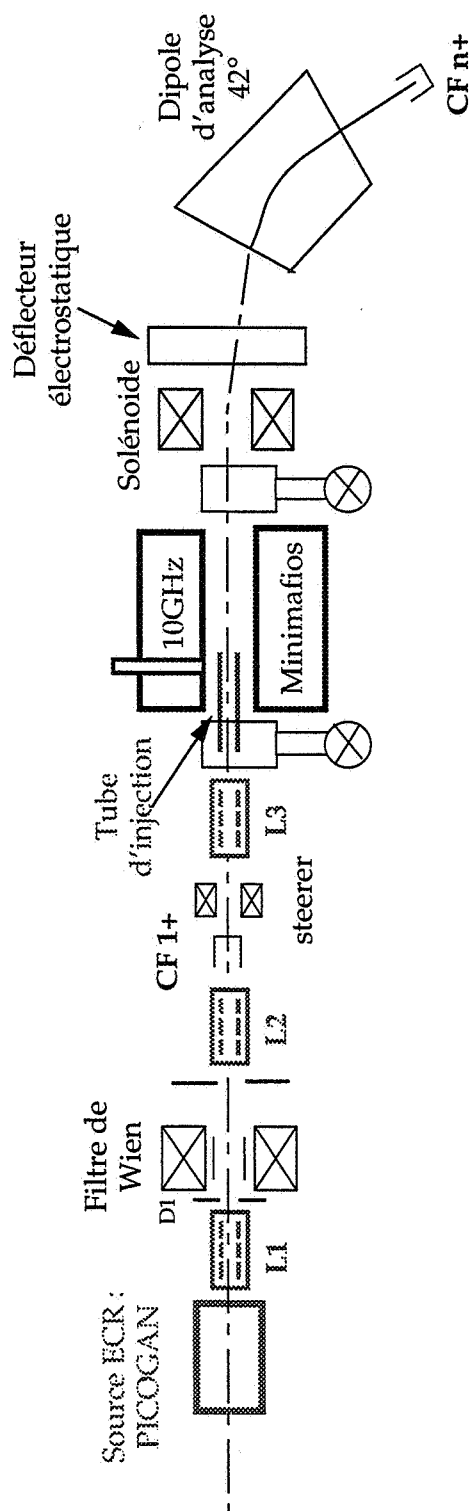
Les expériences à l'ISN [VIL-97 b] avaient pour objectif de mesurer l'efficacité totale du système $1+/n+$. La transformation d'un faisceau d' $^{40}\text{Ar}^{1+}$ en Ar^{8+} a été réalisée afin de comparer l'efficacité globale d'ionisation de l'ensemble $1+/n+$ équipé de la source PICOCHAN avec celle de l'ensemble NANOGAN II, destiné essentiellement aux gaz rares. L' ^{40}Ar était injecté à travers une fuite calibrée. Le nombre de particules par seconde sortant de la fuite a été vérifié au GANIL. Par une mesure du taux de fuite en He après étalonnage du détecteur de fuite et en utilisant la racine carrée du rapport des masses, nous avons pu en déduire la valeur de la fuite calibrée en Ar : 5.8 μ Ap.

Dans la suite de ce paragraphe, nous décrirons l'ensemble expérimental utilisé, les résultats mesurés à l'ISN et la comparaison avec la source NANOGAN II seule.

VI.5.1 LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Nos tests ont été réalisés avec le dispositif expérimental utilisé par C. Tamburella et al. lors de ses expériences dans le cas de l'injection côté gaz porteur (figure VI.7.a). La ligne peut

VI.7.a



VI.7.b

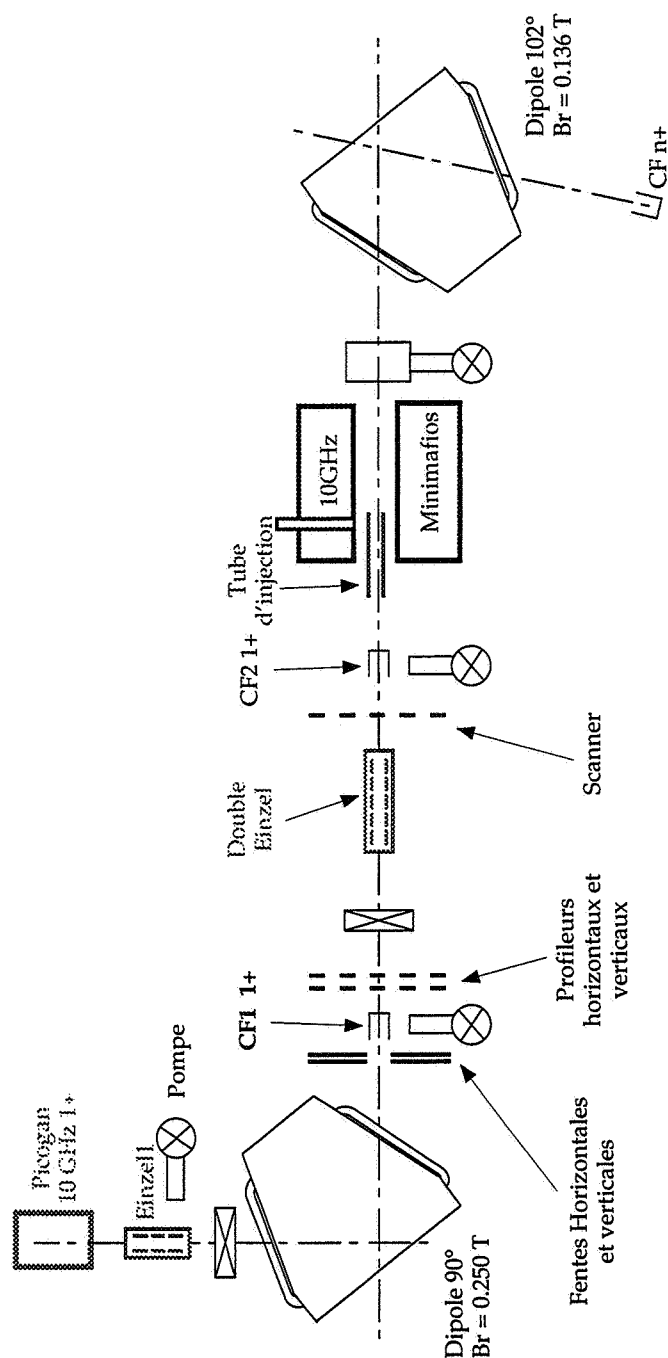


Figure VI.7 : Dispositif expérimental, situé à l'ISN de Grenoble, pour mesurer l'efficacité de la transformation de l' $^{40}\text{Ar}^{1+}$ en $^{40}\text{Ar}^{8+}$. Le cas (a) correspond à la mesure effectuée et le cas (b) au nouveau dispositif expérimental

être décomposée en plusieurs parties :

- la partie "faisceau monochargé" comporte la source PICOCHAN, une lentille einzel pour récupérer le faisceau monochargé extrait de la source, une section analyse comportant un filtre de Wien pour effectuer la sélection
- la partie "transport" est composée de deux lentilles einzel, d'une cage de faraday, de déviateurs (horizontal et vertical) et d'un tube d'injection à la masse placé côté gaz porteur de la source n+
- la source multichargée MINIMAFIOS [GEL-86, GEL-96 b]
- la partie "analyse faisceau multichargé" équipée d'un solénoïde, d'un déflecteur électrostatique, d'un dipôle d'analyse du faisceau multichargé (angle de 42°) et d'une cage de faraday

la figure VI.7.b. montre les améliorations récemment apportées à cette ligne (principalement les dipôles d'analyse). Elle est actuellement achevée et de nouvelles expériences sont en cours portant sur la transformation de faisceaux métalliques monochargés en faisceaux multichargés [BOU-98].

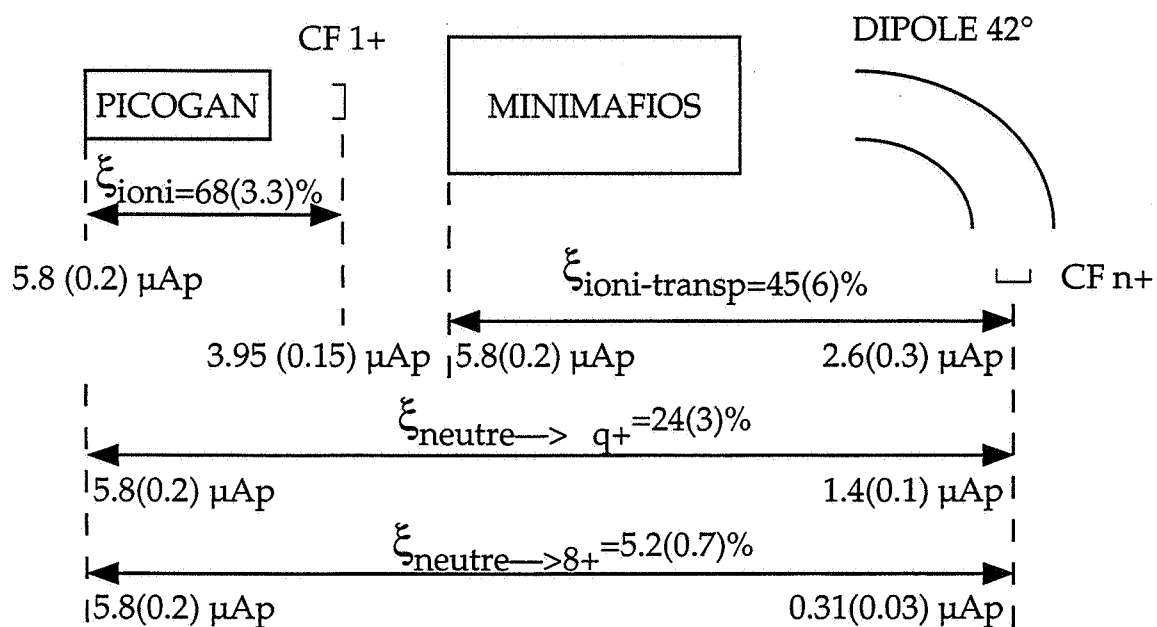
VI.5.2 LES RÉSULTATS ET COMPARAISON AVEC LA SOURCE NANOGAN II

Les résultats, mesurés pour l'Ar, sont reportés sur la figure VI.8. La partie supérieure représente l'ensemble 1+/n+, la partie inférieure l'ensemble NANOGAN II sur le banc de tests SIRa. L'efficacité d'ionisation de la source PICOCHAN (neutre \Rightarrow 1+) est de 68%. L'efficacité d'ionisation de la source MINIMAFIOS et de transport après cette source $\xi_{\text{ioni-transp}}$ a été mesurée en plaçant la fuite calibrée directement sur le cube HF de MINIMAFIOS. Elle est seulement de 45%. L'efficacité d'ionisation mesurée de la transformation neutre \Rightarrow 8+ est de 5.2%. Pour NANOGAN II, cette dernière efficacité mesurée est de 11.1%.

L'efficacité totale du système 1+/n+ est environ deux fois plus faible que celle avec une source seule : 5.2% contre 11.1% soit un rapport de ≈ 0.47 . L'efficacité totale (portant sur tous les états de charge de l'Ar) du système 1+/n+ est environ trois fois plus petite que celui de NANOGAN II. Cette perte s'explique, dans une certaine mesure, par la double extraction de la source n+. En effet, le tube d'injection placé à l'arrière de la source n+ MINIMAFIOS joue le rôle d'un extracteur car il est à la masse. D'après la figure VI.8, on peut calculer que $\approx 20\%$ des Ar¹⁺ se perdent entre la source d'ions monochargés et l'injection dans la source n+. Par conséquent, une autre cause de perte est la neutralisation puis le pompage de ces neutres dans la pompe turbomoléculaire placée entre la cage de faraday 1+ et le tube d'injection. Ces raisons peuvent expliquer une partie du facteur deux.

La diminution de ces pertes passera par une meilleure maîtrise du ralentissement du faisceau monochargé de manière à ne pas neutraliser d'ions sur les parois. Une connaissance accrue des processus de thermalisation et de capture des ions monochargés par le plasma permettra de trouver les bons paramètres pour le fonctionnement de la source n+.

Le principal inconvénient de la solution 1+/n+ est cette perte d'intensité d'un facteur deux mesurée pour l'Ar. Cette perte peut, en partie, être compensée par la source n+. En effet, la source n+ peut maintenant être placée à l'extérieur de la casemate, il existe beaucoup moins de contraintes pour utiliser des sources très performantes. Il sera possible d'atteindre des états de charge plus élevés comparativement à la source NANOGAN II ou, en gardant les



SIRa

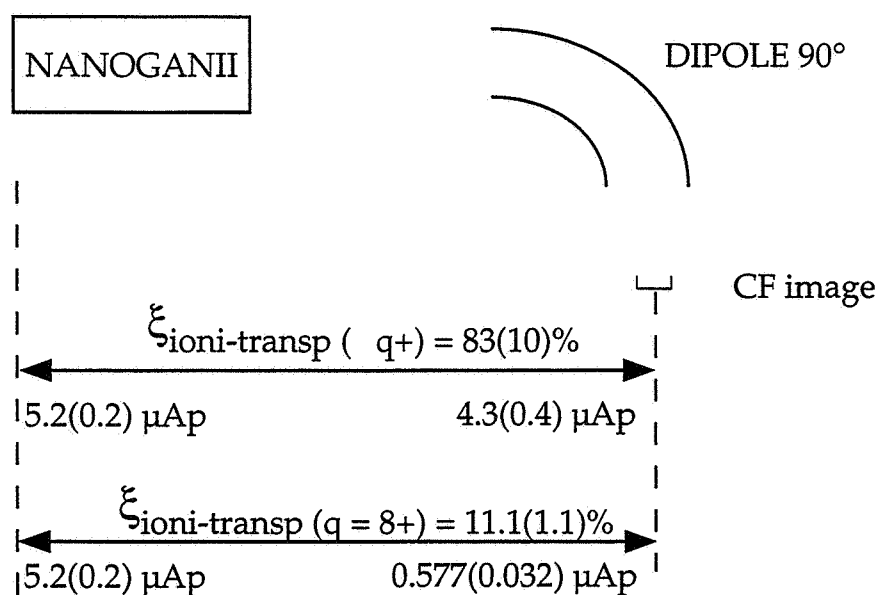


Figure VI.8 : Schéma résumant les différentes efficacités mesurées avec la solution 1+/n+ et la source NANOGAN II

Système NANOGAN II

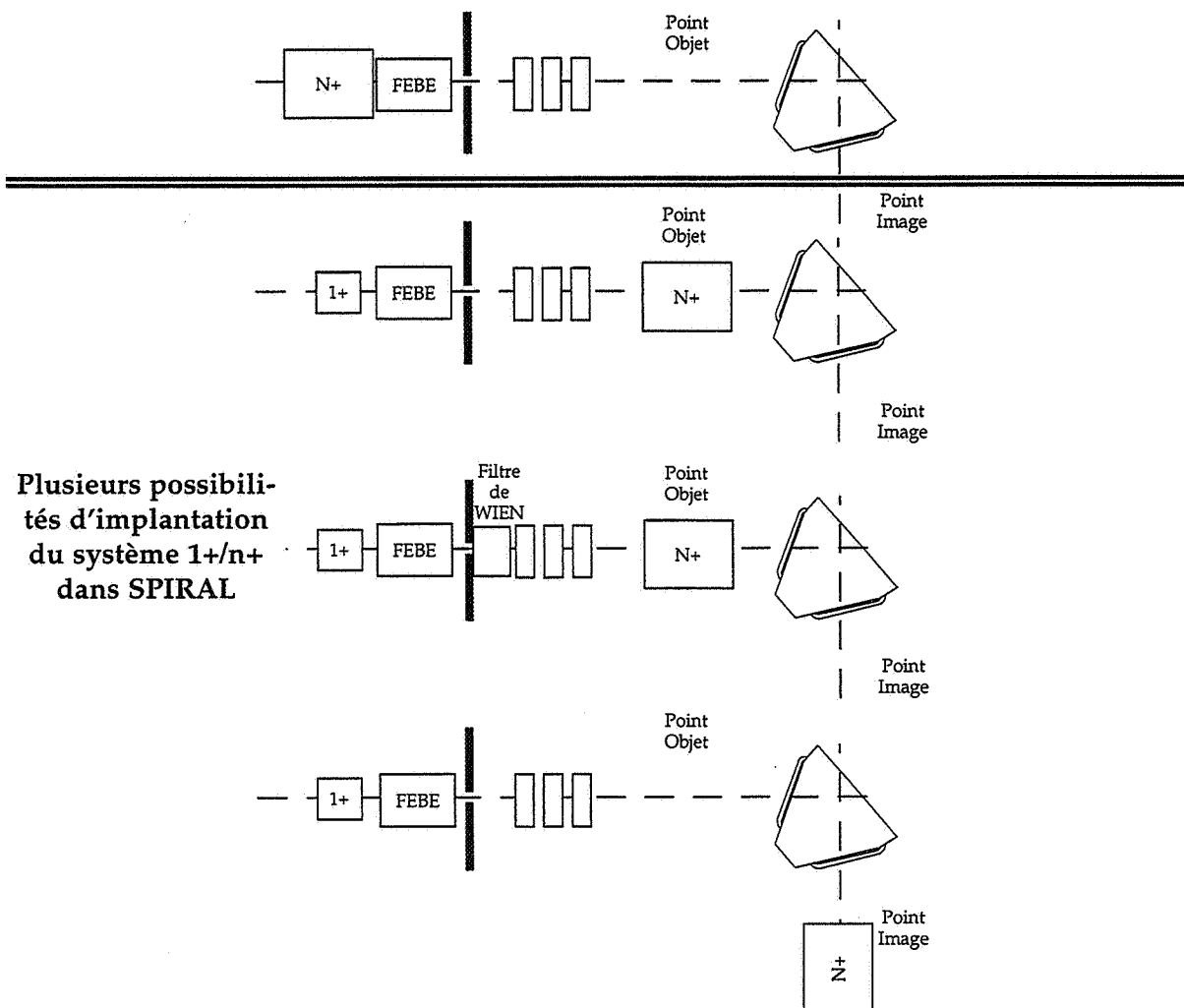


Figure VI.9 : Schéma représentant les différentes solutions envisageables pour l'implantation de la solution 1+/n+ sur SPIRAL

mêmes états de charge, d'augmenter les efficacités d'ionisation dans un même état de charge. Dans tous les cas, nous ne pouvons pas nous affranchir de la contamination isobarique. La figure VI.9 représente l'implantation du système actuel (NANOGAN II) et les possibilités qui sont à étudier pour l'implantation de la solution 1+/n+ au sein de SPIRAL.

VI.6 APPLICATION : UN ENSEMBLE CIBLE-SOURCE D'IONS MONOCHARGÉS DÉDIÉ AUX ALCALINS

La solution 1+/n+ permet d'envisager la production de faisceaux d'ions radioactifs autres que gazeux. Les résultats encourageants de C. Tamburella sur la transformation du Rb^{1+} en Rb^{9+} incite à développer un ensemble cible-source d'ions monochargés, optimisé pour les alcalins, dans le but de l'intégrer ultérieurement dans une solution 1+/n+.

De plus les physiciens sont demandeurs de faisceaux radioactifs intenses et particulièrement de faisceaux permettant d'étudier le phénomène de "Halo" (chapitre I.1). L'un des noyaux les plus intéressants à étudier est le ^{11}Li . Un faisceau de ^{11}Li de forte intensité ($\approx 10^4$ pps) ouvre la voie à des expériences [ORR-98] qui sont pour le moment difficiles à réaliser ou tout simplement irréalisables :

- la fusion du ^{11}Li avec l' ^{238}U pour étudier la compétition entre la fusion et la cassure du ^{11}Li : l'énergie du ^{11}Li doit être de l'ordre de la barrière coulombienne [HUS-95]
- la diffusion élastique, pour étudier la distribution de matière dans le noyau : la dispersion en énergie $\Delta E/E$ doit être faible
- la cassure du ^{11}Li en un ^9Li et deux neutrons pour étudier, entre autre la corrélation des deux neutrons : une forte intensité est requise pour mesurer la triple coïncidence avec des détecteurs neutrons peu efficaces

Il est d'ores et déjà produit et étudié à LISE mais la faible intensité (300-500 pps), la grande énergie (≥ 30 A.MeV) et les mauvaises qualités optiques de ces faisceaux limitent fortement ces expériences. Dans le but d'augmenter l'intensité de tels faisceaux et de pouvoir les accélérer dans CIME, nous avons commencé le développement d'un ensemble cible-source d'ions monochargés dédié au ^{11}Li .

VI.6.1 LES PRINCIPES DE CE NOUVEL ENSEMBLE CIBLE-SOURCE

Le principe de cette ensemble cible-source est basé sur l'utilisation de deux cibles : une cible de production arrêtant totalement le faisceau primaire et une cible d'arrêt où sont implantés les éléments radioactifs produits dans la première cible. La production est découplée de la diffusion. Il est alors possible de refroidir la cible de production et de mieux maîtriser le chauffage et donc la température de la cible d'arrêt.

La production de Li riches en neutrons se fera par fragmentation du projectile sur la cible de production. En l'occurrence, un faisceau primaire d' ^{18}O à 95 A.MeV sur une cible de ^{12}C .

Le ^{11}Li a une durée de vie très courte : 8.7 ms. Ceci implique de minimiser la durée entre la création de l'atome radioactif et son utilisation sur la cible du physicien. C'est pourquoi une solution sans tube de transfert entre la cible et la source est étudiée : l'ioniseur est directement intégré à la cible. Pour les alcalins, le choix se porte sur les sources à ionisation de surface car elles sont bien adaptées à ces éléments.

La cible d'arrêt doit être la plus chaude possible afin d'augmenter significativement l'efficacité de diffusion. Sa dimension est déterminée par le parcours de l'élément le plus léger recherché d'énergie par nucléon identique à celle du faisceau primaire. Sa forme est trapézoïdale car la quasi-totalité des éléments sont émis de la cible de production vers l'avant dans un angle solide d'ouverture angulaire de l'ordre de 20° . Quant à la cible de production, elle est petite et refroidie par de l'eau.

L'extraction est composée de deux électrodes. La première est faite de carbone car placée à proximité de la cible, elle doit résister à une température importante (≈ 2000 K). La seconde est en titane. La cible est portée à un potentiel de 20 kV. L'électrode en carbone est polarisée pour obtenir des équipotentielles homogènes, celle en titane est à la masse. L'alimentation de

polarisation doit être capable de débiter un fort courant dû aux nombreux électrons émis par effet thermoionique.

VI.6.2 LES SOURCES À IONISATION DE SURFACE

Ces sources [ARI-96, WOL-97] sont principalement utilisées pour obtenir des ions mono-chargés soit positivement soit négativement. Ceci est rendu possible par interaction entre l'atome à ioniser (en général un gaz) et une paroi métallique : plus particulièrement avec un électron du métal. La grandeur physique qui intervient est le "travail d'extraction" ou "travail de sortie" W_s . Il correspond à l'énergie nécessaire pour arracher un électron du métal. Il dépend, en première approximation, linéairement de la température T . Pour désorber l'ion, il est nécessaire de chauffer à haute température le métal. Selon le signe de la différence entre le travail de sortie $W_s(T)$ d'un électron du métal et le potentiel de première ionisation I de l'atome, deux cas se présentent :

- $W_s(T) - I > 0$: un électron de valence de l'atome peut être transféré par effet tunnel vers le métal, un ion positif est créé
- $W_s(T) - I < 0$: l'inverse se réalise, un ion négatif est créé

Le nombre d'ions positifs monochargés N_{1+} peut être calculé à l'aide de la loi de Saha-Langmuir :

$$N_{1+} = N_{\text{neutres}} C^{1+} e^{\frac{W_s - I}{kT}} \quad (\text{VI.8})$$

C^{1+} est une constante intrinsèque qui tient compte à la fois des atomes absorbés et des ions produits, T est la température du ioniseur, k la constante de Boltzmann, W_s le travail de sortie, I le potentiel d'ionisation et N_{neutres} le nombre d'atomes neutres qui atteignent l'ioniseur.

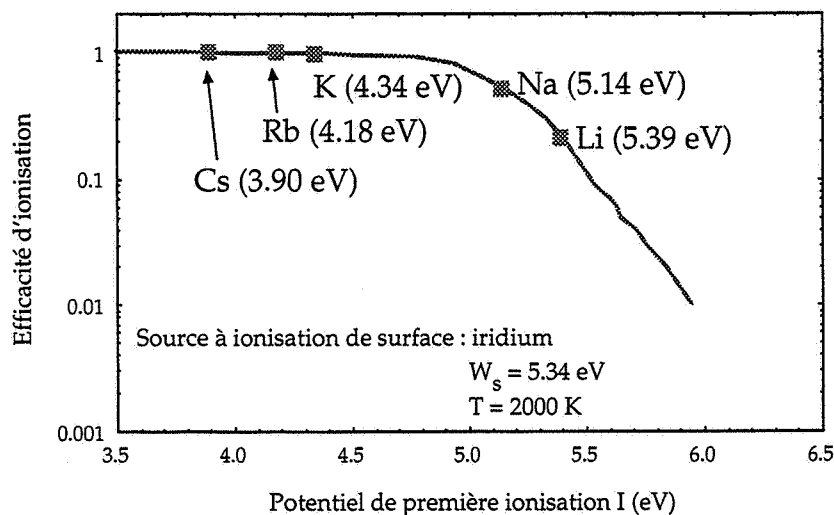


Figure VI.10 : Efficacité d'une source à ionisation de surface faite d'iridium et chauffée à environ 2000 K. Les carrés représentent les efficacités pour les alcalins. [WOL-95]

Cette loi montre que les sources à ionisation de surface devront utiliser des métaux à fort travail de sortie afin que la différence $[W_s(T) - I]$ soit la plus grande possible. Pour les alcalins, dont les potentiels d'ionisation sont faibles, l'utilisation de matériaux réfractaires comme le rhénium, l'iridium, le platine ou le tungstène est adéquate. La figure VI.10 [WOL-95] présente un exemple de l'efficacité d'ionisation pour des alcalins, la source utilisée est faite de métal iridium chauffée à ≈ 2000 K. La dépendance du travail de sortie de l'iridium en fonction de la température est :

$$W_s = 5.4 - 0.3 \cdot 10^{-4} T \quad 1590 \leq T \leq 2320 \quad (\text{VI.9})$$

La variation de ce travail de sortie dépend peu de la température dans la gamme qui nous intéresse. Il faut environ une différence de 1 eV entre le travail d'extraction et le potentiel d'ionisation pour avoir quasiment 100 % d'efficacité d'ionisation.

Le choix du matériau composant la source à ionisation de surface dépend en grande partie de deux paramètres : un fort travail de sortie W_s et une faible réactivité chimique avec les matériaux environnants.

VI.6.3 L'ENSEMBLE CIBLE-SOURCE MONOLITHE

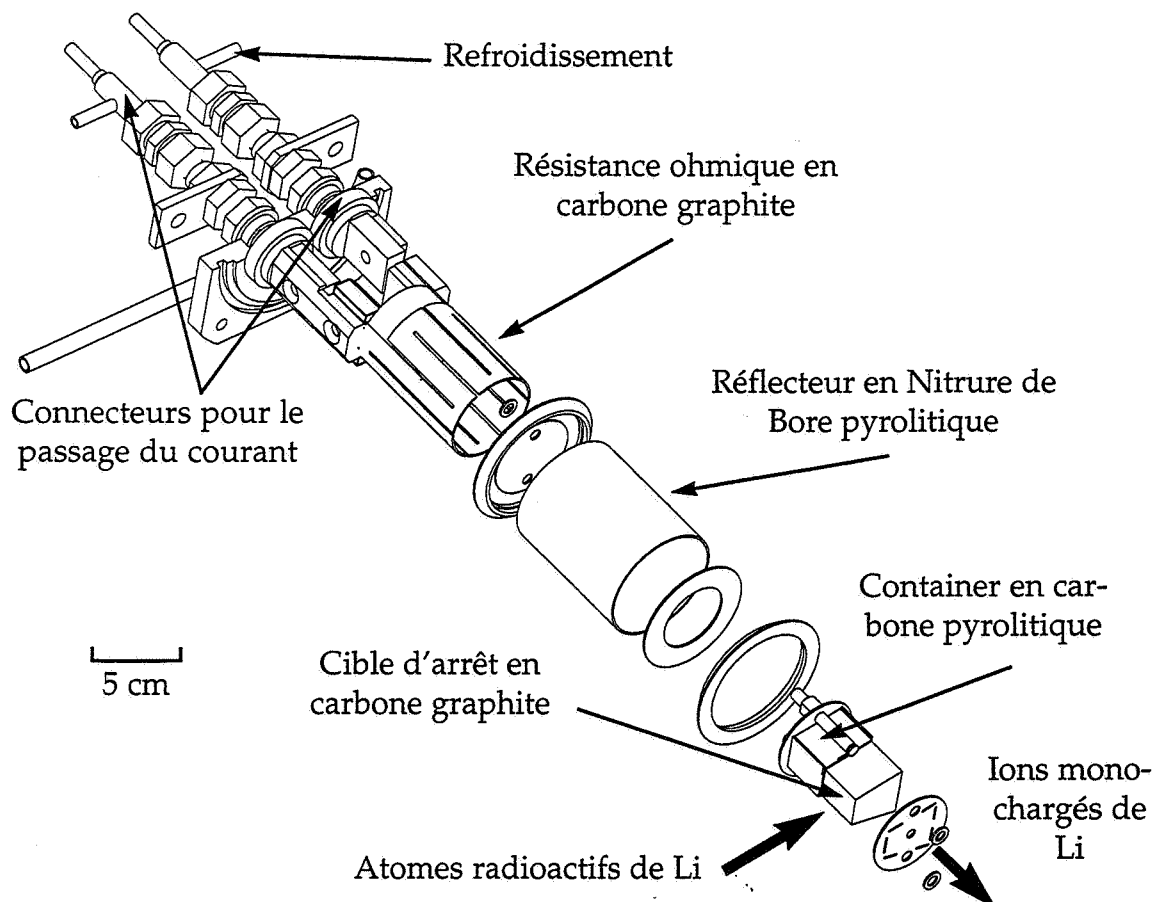


Figure VI.11 : Vue du chauffage et de la cible d'arrêt de MONOLITHE

Ce nouveau concept a trouvé son application dans l'ensemble cible-source MONOLITHE "MONOchargée LITHium Exotique" (figure VI.11 et VI.12). Son développement est mené au GANIL en collaboration avec l'ANL de Chicago et l'IPN d'Orsay. Les deux cibles sont en carbone graphite formé de grains de $4\text{ }\mu\text{m}$ pour la cible d'arrêt et de $12\text{ }\mu\text{m}$ pour la cible de production (graphite grade PT2114 de Carbone Lorraine). La taille de la cible de production est déterminée par le parcours de l' ^{18}O d'énergie 77 A.MeV dans du ^{12}C soit $\approx 8\text{ mm}$. On a choisi une cible cylindrique de longueur 9 mm et de diamètre 7 mm . De même, celle de la cible d'arrêt (figure VI.12) est définie par le parcours des $^{11,8,9}\text{Li}$ produits en début de cible de production avec la même énergie que le faisceau incident. Le parcours résiduel dans la cible d'arrêt, après perte d'énergie dans le réflecteur, la résistance chauffante et le container en carbone pyrolitique est respectivement de 23 mm , 17 mm et 14 mm . La cible d'arrêt est longue de 24 mm . Elle est entourée par du carbone pyrolitique pour limiter les pertes des Li. De petits conduits, permettant de guider les atomes vers la source à ionisation de surface, sont creusés à l'intérieur de cette cible afin de minimiser le temps de sortie des atomes radioactifs. Leur diamètre est de 0.8 mm (figure VI.13).

Nous n'avons pas calculé l'efficacité de diffusion. Les coefficients de la diffusion ($\log D_0$ et E_a) ne sont pas encore connus pour le carbone. Une récente expérience faite par R. Kirchner est en cours d'analyse. Une limitation va peut-être apparaître due à l'effusion inter-grains. En effet, dans les expériences utilisant les cibles coniques à lamelles, nous avons négligé ce phénomène car la taille des lamelles était de l'ordre de $500\text{ }\mu\text{m}$. Avec un bloc compact dont les dimensions sont de l'ordre du centimètre et une porosité ouverte de 8% , il est probable que l'effusion inter-grains ne sera plus négligeable. Le temps pour qu'un ion atteigne la source à ionisation de surface est du même ordre de grandeur que la période du ^{11}Li .

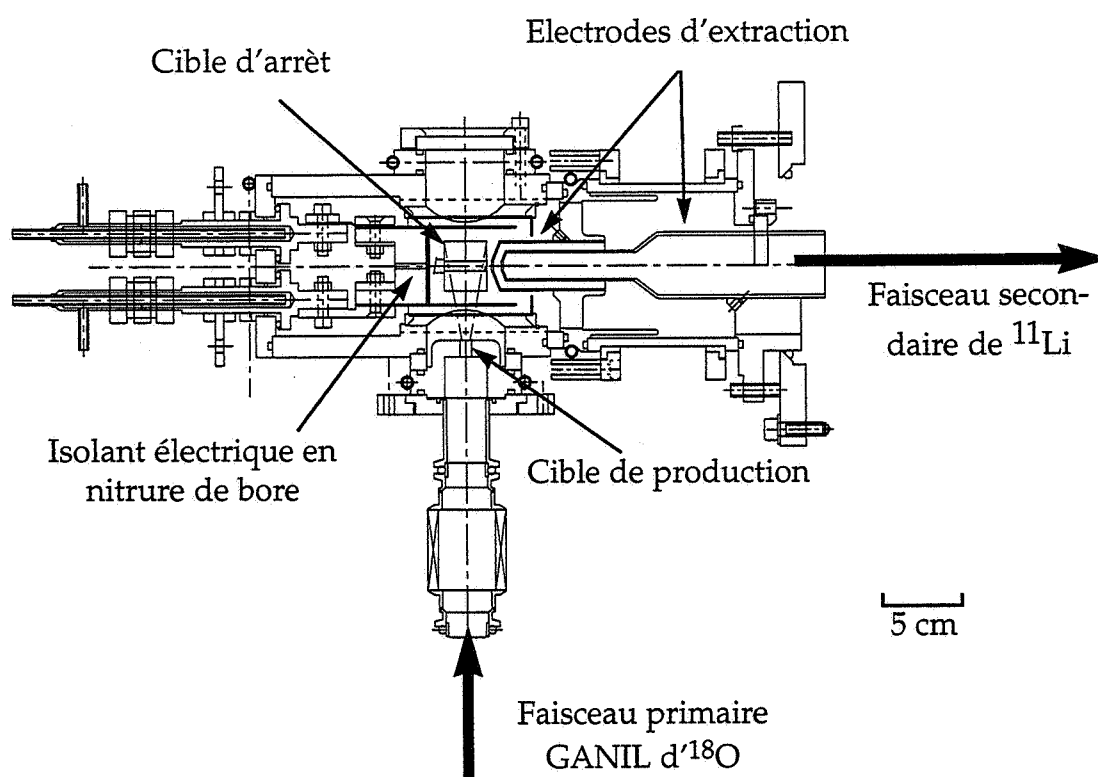


Figure VI.12 : Coupe de l'ensemble cible-source MONOLITHE

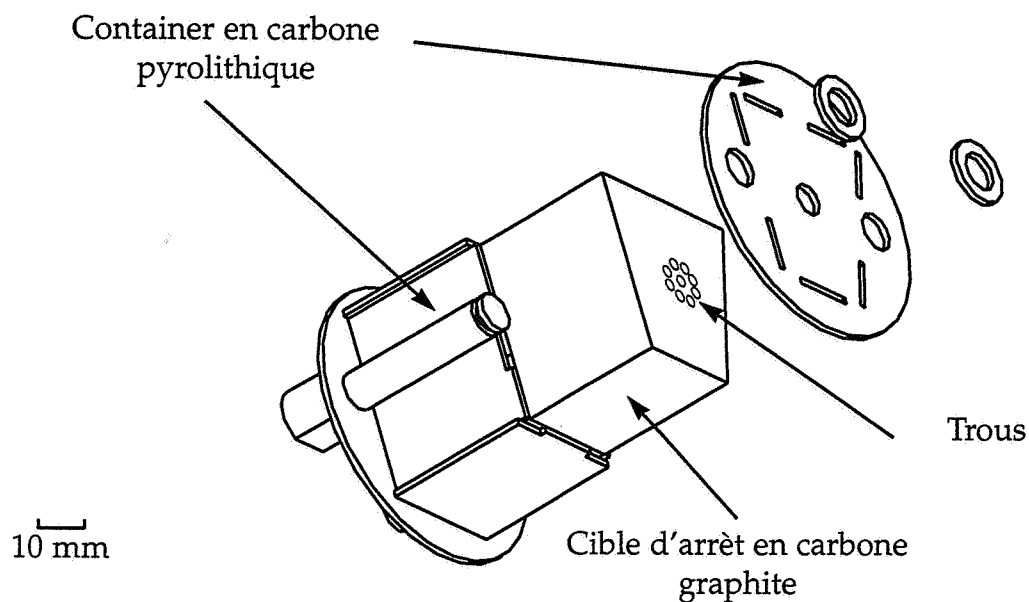


Figure VI.13 : Détail de la cible d'arrêt

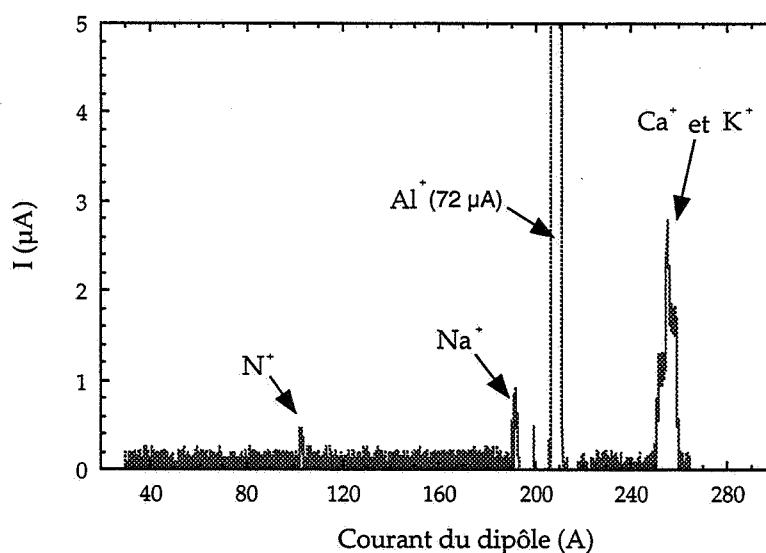


Figure VI.14 : Spectres de l'ensemble cible source MONOLITHE

Une solution est d'utiliser un carbone plus poreux. Seules des expériences ou des simulations pourront permettre de savoir quel est le temps de ce processus inter-grains et s'il est négligeable par rapport à la période du ^{11}Li .

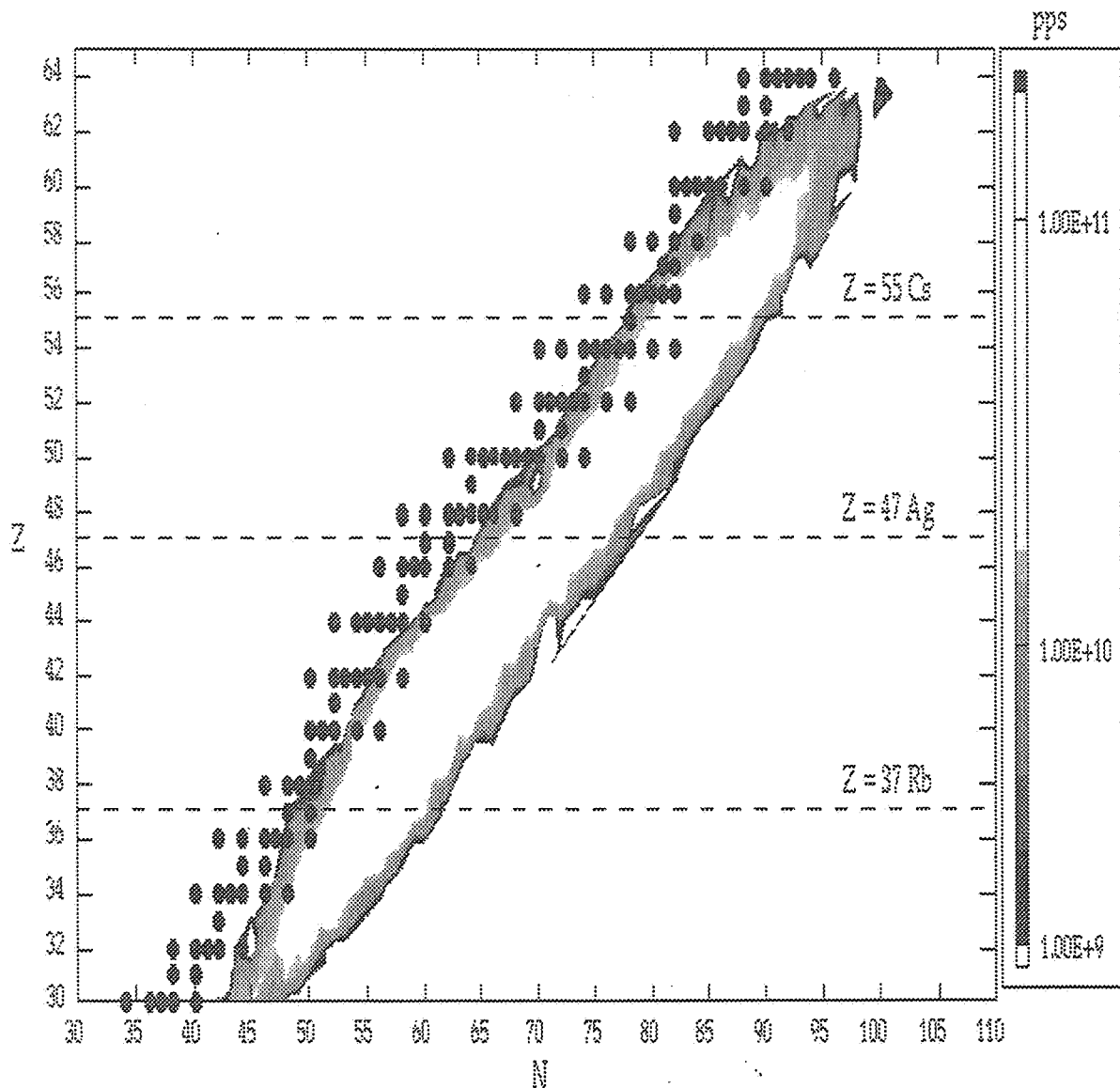
L'ioniseur a été réalisé en tungstène. Il est situé au centre d'une des faces de la cible d'arrêt côté extraction. Son diamètre est de 2 mm pour une longueur de 4 mm.

Le chauffage de la cible d'arrêt est constitué d'une résistance ohmique en carbone pyrolytique et d'un réflecteur en nitrure de bore. Un bloc en nitrure de bore permet d'isoler électriquement les connecteurs du chauffage ohmique. Un disque, lui aussi en nitrure de bore, placé entre le bloc précédemment cité et la cible l'isole thermiquement.

Il n'y a pas pour l'instant de résultats expérimentaux avec un faisceau radioactif mais seulement des premiers essais hors lignes pour voir la tenue de l'ensemble à très haute température. Pour atteindre 2200 K, il a fallu apporter une puissance de 6 kW sur le four. La figure VI.14 montre un spectre qui a été réalisé à partir des impuretés résiduelles. Une expérience est prévue pour décembre 1998. Cette ensemble va faire partie d'une nouvelle thèse menée par F. Landré au sein du groupe R&D Cible-Source de GANIL.

Chapitre VII

Production d'atomes radioactifs à partir de neutrons rapides



ACTIFS

A ISOLDE, des faisceaux de masses élevées [RAV-94] sont produits : ^{97}Rb , ^{132}Sn , $^{142,144}\text{Xe}$ etc..., grâce à l'utilisation d'un faisceau de protons de grande énergie (1 GeV) sur une cible d'U par spallation. D'autres cibles sont aussi utilisées telles que des cibles d'étain pour la production de ^{111}In et du ^{105}Cd , ou de Ta pour la production du Lu [HAG-92].

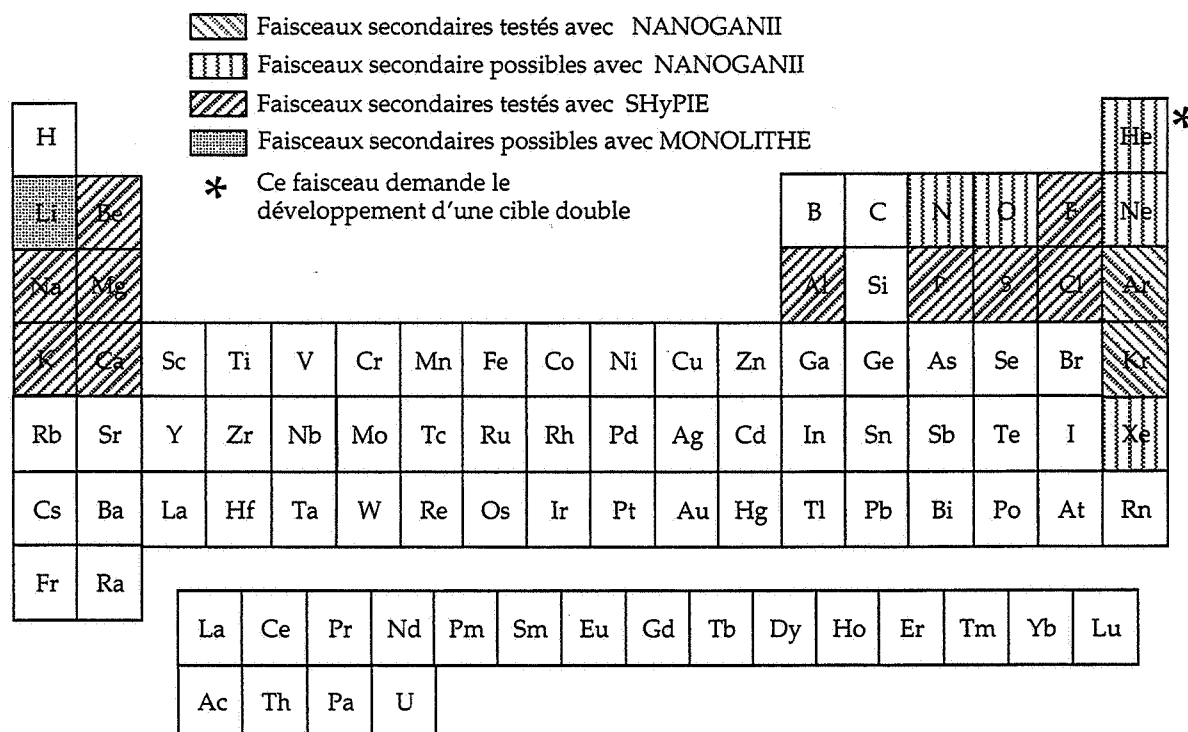


Figure VII.1 : Schéma récapitulatif des faisceaux testés sur le banc de tests SIRa ou en développement actuellement pour le projet SPIRAL

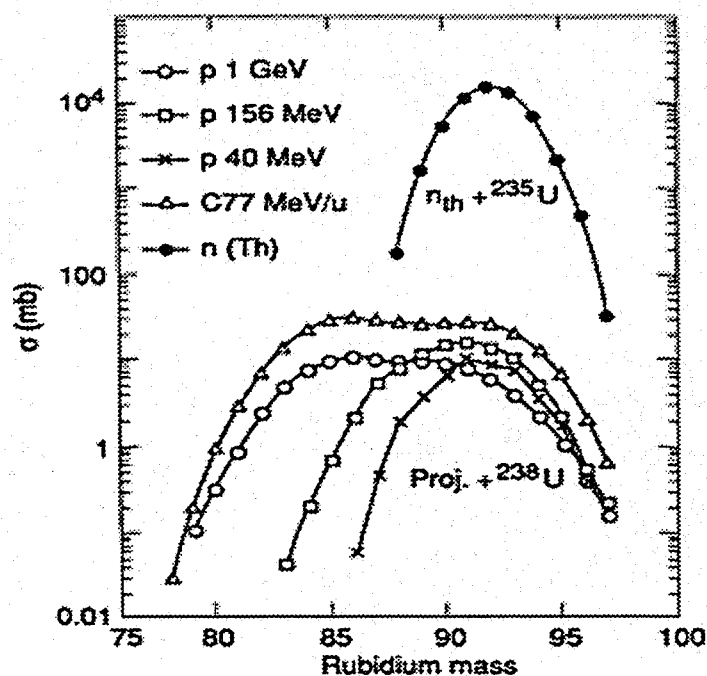


Figure VII.2 : Sections efficaces de production des isotopes du Rb par différentes réactions [RAV-94]

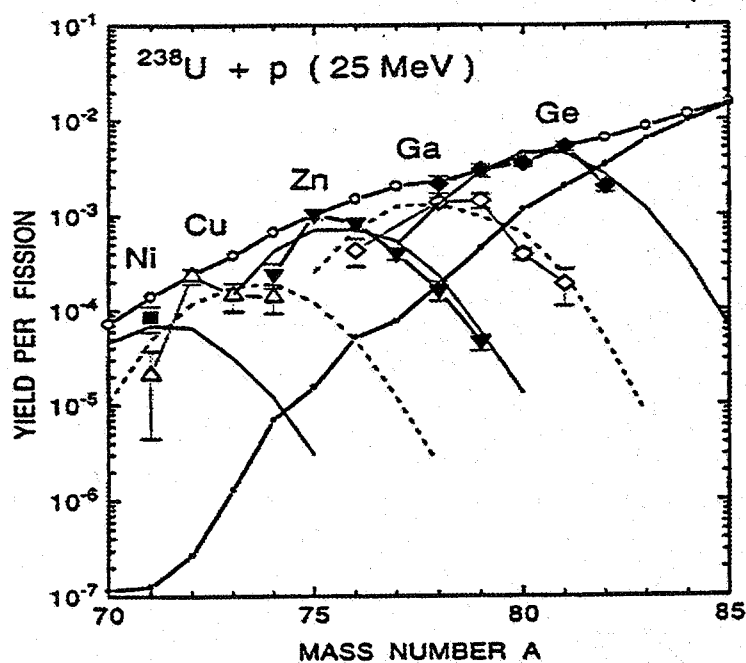


Figure VII.3 : Taux de production mesurés des isotopes (points avec barres d'erreurs) et distributions en masse calculées (points ouverts) des produits de fission dans la région de masse suprasymétrique (produits par des protons de 25 MeV sur une cible d'uranium). Distribution en masse des produits de fission induite par des neutrons thermiques (points noirs) [AYS-97]

La fragmentation des noyaux cibles d'U induite par des ^{12}C à 95 A.MeV serait une possibilité à GANIL pour produire des atomes radioactifs riches en neutrons et de masse élevée. Ce mécanisme devrait permettre d'atteindre des sections efficaces identiques voire meilleures que celles obtenues lors de la spallation d'un faisceau de protons interagissant avec les noyaux cibles de masse élevée comme à ISOLDE (figure VII.2).

La fission est le mécanisme le plus efficace pour produire des noyaux riches en neutrons. Celle de l' ^{235}U induite par des neutrons thermiques, permet de produire les noyaux au voisinage des Kr et des Xe. La section efficace correspondante est de plusieurs ordres de grandeur supérieure aux méthodes utilisant la fragmentation. Ceci montre l'intérêt de l'utilisation de la fission (figure VII.2). Bien que celle-ci ait été découverte en 1938 par Hahn et Strassman, elle révèle encore bien des surprises comme la fission superasymétrique. La figure VII.3 issue de la référence [AYS-97] montre les taux de production des noyaux légers produits par la fission induite par des protons d'énergie intermédiaire. Les taux de production sont de plusieurs ordres de grandeur supérieurs à ceux produits par des neutrons thermiques.

Tout comme la fission induite par des protons rapides, la fission induite par des neutrons rapides devrait permettre de produire des noyaux dans une plus large gamme de masse. On s'attend à ce que les sections efficaces soient moindres que celles correspondant à la fission induite par les neutrons thermiques dans la région des Kr et dans la région des Xe, mais qu'elles soient beaucoup plus élevées pour des masses qui se situent loin de ces deux dernières régions.

Bien sûr, s'il est nécessaire de choisir un mécanisme de réaction bien adapté (grande section efficace) pour produire le noyau d'intérêt, l'intensité des faisceaux primaires utilisée et l'épaisseur des cibles sont tout aussi importantes pour obtenir les taux de production des noyaux radioactifs les plus élevés.

Le tableau VII-1 résume les taux de production dans la cible des différentes méthodes citées ci-dessus pour la production des noyaux radioactifs riches en neutrons. Les colonnes (a) et (b) présentent les taux de production obtenus par la spallation induite par des protons de grande énergie comme à ISOLDE [RAV-94]. L'augmentation de l'énergie du faisceau de pro-

| Eléments | $p+^{238}\text{U}$ | | $^{12}\text{C}+^{238}\text{U}$ | $n_{\text{th}}+^{235}\text{U}$ | $xn_{\text{rap}}+^{238}\text{UC}_2$ |
|---------------------------|--|---|--|--|--|
| | 600 MeV (a) I = 1 μAp P = 600 W | 1 GeV (b) I = 4 μAp P = 4 kW | 1.15 GeV (c) I = 5.2 μAp P = 6 kW | neutrons thermiques (d) I = 10^{14} n/s cm^2 | D 200 MeV (e) I = 30 μAp P = 6 kW |
| ^{91}Kr (8.6 s) | $1.6 \cdot 10^9$ | $2.6 \cdot 10^{10}$ | $3.0 \cdot 10^9$ | $4.3 \cdot 10^{12}$ | $1.0 \cdot 10^{11}$ |
| ^{94}Kr (0.2 s) | $2.2 \cdot 10^8$ | $3.6 \cdot 10^9$ | $2.5 \cdot 10^8$ | $1.4 \cdot 10^{11}$ | $3.9 \cdot 10^{10}$ |
| ^{97}Rb (0.17 s) | $2.5 \cdot 10^7$ | $4.1 \cdot 10^8$ | $2.4 \cdot 10^9$ | $7.4 \cdot 10^{10}$ | $4.1 \cdot 10^{10}$ |
| ^{142}Xe (1.2 s) | $5.2 \cdot 10^7$ | $8.4 \cdot 10^8$ | $1.2 \cdot 10^8$ | $6.6 \cdot 10^{11}$ | $7.7 \cdot 10^9$ |

Tableau VII-1 : Taux de production des noyaux radioactifs dans la cible : ISOLDE (p 600 MeV, 1 μAp (a); p 1 GeV, 4 μAp (b)), GANIL (^{12}C 1.15 MeV, 5.2 μAp) (c), PIAFE (n_{th} , 10^{14} n/s cm^2) (d) et SPIRAL-II (D 200 MeV, 30 μAp) (e).

tons de 600 MeV à 1 GeV a permis un gain d'un facteur 4. La colonne (c) présente les taux de production prévus par la fragmentation de ^{1238}U par des noyaux de ^{12}C à 95 A.MeV à haute intensité [RAV-94]. Ces valeurs ont été extrapolées à partir des mesures d'ISOLDE à 600 MeV et corrigées de la section efficace de fragmentation. Le cas (d) montre les taux de production prévus par la fission induite par des neutrons thermiques. Le cas (e) présente les taux de production calculés avec le code LAHET par la fission induite par des neutrons rapides [RID-98 b]. Les chiffres des taux de production (calculés avec le code LAHET) utilisant la fission de ^{1238}U par des neutrons rapides montrent qu'ils sont comparables sinon plus importants que ceux avec les protons d'1 GeV d'ISOLDE.

VII.2 CONCEPT DE LA FISSION INDUITE PAR DES NEUTRONS RAPIDES

L'utilisation de neutrons rapides est une idée originale de l'ANL "Argonne National Laboratory" [ANL-95]. Ils ont proposé d'utiliser la cassure du deuton pour créer des neutrons rapides. La réaction de ces derniers avec les noyaux d'une cible d'U est principalement la fission dont les résidus sont des atomes radioactifs riches en neutrons. Ce concept a été initié en France par la collaboration PARRNE de l'IPN d'Orsay [CLA-98] et est proposé pour une deuxième phase de SPIRAL. Un programme européen de R&D, financé par l'Union Européenne regroupe les laboratoires suivants : GANIL (Caen), IPN (Orsay), Université de Jyväskylä (Finlande), KVI (Pays- Bas) et l'UCL (Belgique).

Cette méthode utilise deux cibles (figure VII.4). La première arrête totalement le faisceau de deutons, toute l'énergie du faisceau incident est déposée dans cette cible appelée convertisseur. Son rôle est de casser le deuton en ses deux constituants fondamentaux c'est à dire un neutron et un proton pour produire un faisceau de neutrons de grande énergie (1-100 MeV). La deuxième cible est composée d'éléments fissiles. Les neutrons, dont une grande partie est issue de la cassure du deuton, interagissent avec les noyaux de la deuxième cible et créent les noyaux radioactifs. Les neutrons secondaires, issus de la première fission, vont aussi contribuer à produire ces noyaux. Les faisceaux d'ions radioactifs seront réalisés à l'aide de la méthode ISOL : diffusion des atomes hors de la cible, ionisation, sélection puis accélération.

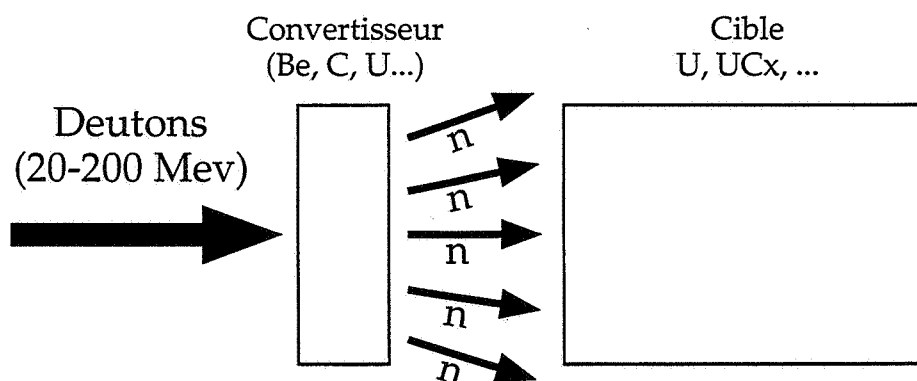


Figure VII.4 : Schéma de la production d'atomes radioactifs d'après l'idée originale de ANL [ANL-95]

VII.2.1 AVANTAGES ET INCONVÉNIENTS

Les avantages de cette méthode sont :

- la fission est le mécanisme de production le plus efficace pour les noyaux radioactifs recherchés.
- les neutrons rapides produisent des noyaux radioactifs dans une large gamme de masse.
- la distribution angulaire des neutrons produits est relativement étroite et centrée aux angles avant permettant une géométrie convertisseur/cible de production compacte.
- les neutrons ont un long parcours dans la matière permettant en principe l'utilisation de très grandes cibles si toutefois on sait la chauffer à une température favorable pour la diffusion des atomes radioactifs.
- l'utilisation de deux cibles permet un meilleur contrôle de la température de chacune d'elles, il est ainsi possible de refroidir le convertisseur et de maintenir la cible de production à une température élevée.
- une plus longue tenue de la cible car pour un nombre de particules incidentes et une énergie par nucléon égaux, les deutons déposent moins de puissance que les ions lourds.

Ces avantages ne doivent pas nous faire oublier les inconvénients de cette méthode :

- la fission est un mécanisme de production non sélectif. Ceci nécessite une très bonne séparation. Les émetteurs alpha produits posent des problèmes par rapport à la radioprotection.
- les neutrons sont de grande énergie d'où la nécessité de blindage conséquent. Les neutrons n'étant pas arrêtés dans la cible, il en résultera une activation importante de l'air.

D'autres problèmes apparaissent à GANIL non liés au concept lui-même :

- les noyaux à accélérer sont de masse élevée. Le diagramme de fonctionnement de CIME ne permet pas d'atteindre l'énergie de la barrière coulombienne pour des réactions induites par ces noyaux. Il faudra utiliser des états de charge plus élevés que ceux disponibles actuellement avec la source NANOGAN II.
- les deutons ont un parcours plus grand que les ions lourds. Les diagnostics, bloc d'arrêt et sécurités de la machine seront à revoir si les deutons sont accélérés par le GANIL.

Pour optimiser les intensités des faisceaux possibles avec ce nouveau concept, il est important de connaître un certain nombre de paramètres :

- distribution angulaire des neutrons en cible épaisse
- production de noyaux radioactifs dans la cible de fission
- diffusion des atomes radioactifs
- influence de la géométrie utilisée
- les aspects radiologiques
- possibilité d'accélérer des deutons

Ces paramètres ont des répercussions les uns sur les autres. Il sera important de trouver le meilleur compromis entre l'énergie, l'intensité et les aspects radiologiques. Un programme d'expérience est en cours dans le cadre de SPIRAL-II. Ne pouvant tester expérimentalement un grand nombre de paramètres, des simulations sont aussi nécessaires. Elles seront validées par les expériences.

VII.2.2 SOURCE DE NEUTRONS

De nombreux travaux ont porté sur la production de neutrons car les applications [BAR-78] et études qui en découlent sont importantes :

- étude des dommages causés par les neutrons sur les parois des Tokamak, appareils permettant d'étudier la fusion contrôlée
- traitement contre le cancer ou neutron-thérapie
- transmutation des déchets nucléaires [RUB-95] en éléments à courtes périodes

Nous allons faire le point sur les données de la littérature concernant la production de neutrons. Nous nous intéresserons aux neutrons d'énergie inférieure à 100 MeV. Nous commencerons par comparer les différents faisceaux primaires possibles, puis les différentes cibles. Dans les cas que nous traiterons, le faisceau primaire est arrêté dans la cible appelée convertisseur.

VII.2.2.1 COMPARAISON ENTRE PLUSIEURS FAISCEAUX INCIDENTS

(p, α , D) + Be

Une comparaison [LON-81] a été faite pour une cible de Be entre trois faisceaux de même énergie (23 MeV) mais de nature différente : protons, alpha et deutons. Les spectres en énergie des neutrons émis mesurés à 0° (figure VII.5) montrent la prédominance du faisceau de deutons par rapport aux autres faisceaux pour produire des neutrons et cela dans la gamme d'énergie comprise entre 0 et 30 MeV. Le taux de production avec des alpha chute dès 6 MeV. Celui avec les deutons domine largement. Il présente un maximum autour de 11 MeV. Les taux de production induits par les protons se situent entre les taux induits par les deutons et ceux par les particules alpha. Au-dessus des énergies de 20 MeV, les deux courbes (proton et deuton) se rejoignent.

Barshall et al. [BAR-78] ont effectués une comparaison entre les taux de production des neutrons émis à 0° en fonction de l'énergie des faisceaux incidents (deutons et protons) sur une cible de Be. Sur toute la gamme d'énergie incidente (10-60 MeV), du point de vue de la production de neutrons (intégrée sur l'énergie des neutrons), la réaction D+Be domine largement (facteur 15) la réaction p+Be : par exemple, pour un faisceau de deutons de 30 MeV d'énergie, le taux de production est de 10^{10} n.sr⁻¹. μ C⁻¹ pour la réaction p+Be contre $2 \cdot 10^{11}$ n.sr⁻¹. μ C⁻¹ pour D+Be. Ces chiffres ont été établis en prenant un seuil en énergie pour les neutrons de 2 MeV pour d+Be et 5 MeV pour p+Be. Les résultats ci-dessus sont cohérents avec ceux calculés par D. Ridikas dans les références [RID-97, RID-98 a] où il trouve la même tendance : la réaction D+Be est plus productive en neutrons de haute énergie que p+Be et α +Be.

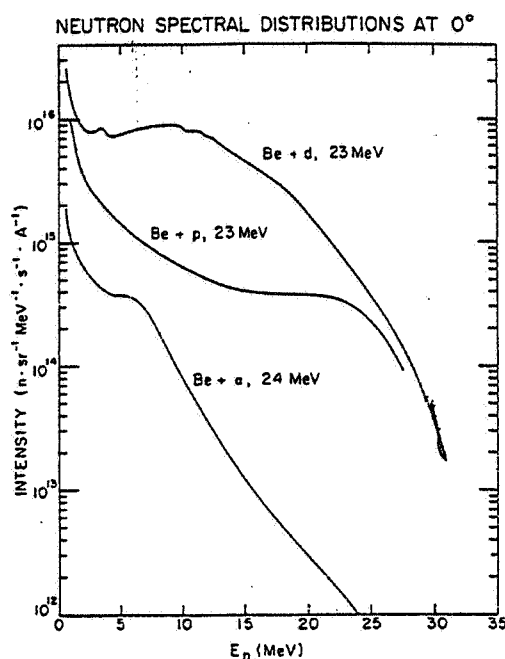


Figure VII.5 : Comparaison entre le spectre en énergie des neutrons dans les trois réactions suivantes : $(p, \alpha \text{ et } D) + \text{Be}$ [LON-81]

VII.2.2.2 COMPARAISON ENTRE PLUSIEURS CONVERTISSEURS :

^2H , ^3H , Li, Be, C, U

Les énergies moyennes

Nous avons reporté dans la figure VII.6 les énergies moyennes des neutrons émis à 0° en fonction de l'énergie initiale des deutons pour trois cibles Be, C et Li. Ces données expérimentales sont issues des compilations et références : [GRA-77, MEU-75, WEA-73]. L'énergie moyenne des neutrons suit l'expression $E_{\text{neutron}} \approx 0.4 E_{\text{deuton}}$. Il n'existe pas de différence fondamentale entre les trois cibles dans le domaine d'énergie des deutons compris entre 5 MeV et 50 MeV. Par contre, il est très intéressant de remarquer, comme le montre le tableau VII-2, qu'il en va autrement avec des cibles de ^2H et ^3H [BAR-78]. De 0.1 à 7 MeV, la réaction $D+^2\text{H}$ et surtout $D+^3\text{H}$ donne des neutrons de plus grande énergie que $D+\text{Be}$. Ce résultat connu est dû à une résonance donnant des neutrons dont l'énergie est constante ≈ 16 MeV pour des deutons d'énergie 0.1 MeV - 4 MeV. Ceci est dû à la réaction de fusion qui est dominante à très faible énergie. Les énergies moyennes de neutrons se rejoignent pour 40 MeV de deutons incidents pour les trois cibles. Cependant, l'énergie maximum accessible par les neutrons ($E_{\text{deuton}}/2$) est aussi un paramètre important. La section efficace de fission est dépendante de l'énergie des neutrons.

Les taux de production

A basse énergie ($E_{\text{deuton}} < 25$ MeV), le taux de production de neutrons produits aux angles avant par la réaction $D+\text{Be}$ est comparé à celui obtenu par $D+\text{Li}$ [LON-77, SAL-77]. Ils sont quasiment identiques ($5 \cdot 10^{10} \text{ n.sr}^{-1}.\mu\text{C}^{-1}$ pour 18 MeV et $6 \cdot 10^{10} \text{ n.sr}^{-1}.\mu\text{C}^{-1}$ pour 19 MeV).

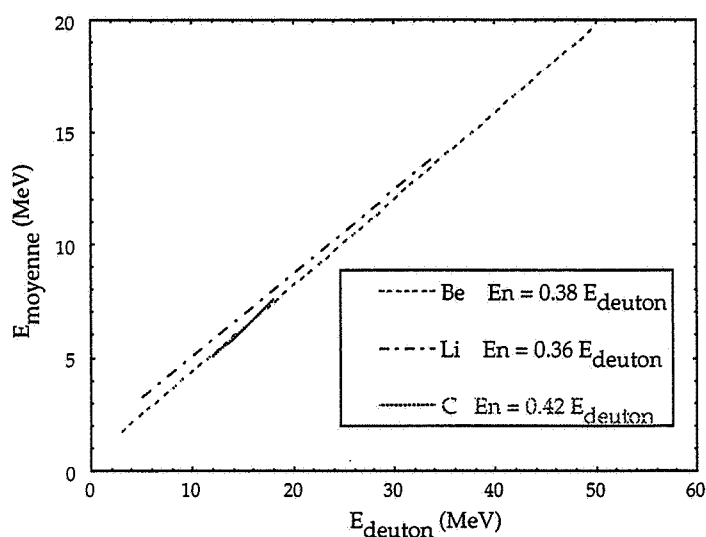


Figure VII.6 : Comparaison des énergies moyennes des neutrons émis à 0° de l'axe du faisceau versus l'énergie totale du faisceau de deutons pour un convertisseur de Be, Li et C.

| E_{deuton} (MeV) | D+ ² H (MeV) | D+ ³ H (MeV) | D+Be (MeV) |
|---------------------------|-------------------------|-------------------------|------------|
| 0.1 | 2.8 | 15.3 | |
| 1.0 | 4.1 | 16.7 | |
| 5 | 8.1 | 11.6 | 3.2 |
| 10 | 9.1 | 8.1 | 5 |
| 20 | 13.1 | 12.7 | 10 |
| 40 | 22.0 | 21.3 | 20 |

Tableau VII-2 : Energie moyenne des neutrons émis à 0° de l'axe du faisceau incident de deutons en fonction de l'énergie du faisceau et pour ceci plusieurs cibles légères [BAR-78]

| Cible | $E_{\text{deuton}} = 16 \text{ MeV}$ ($10^9 \text{ n.sr}^{-1} \cdot \mu\text{C}^{-1}$) | $E_{\text{deuton}} = 33 \text{ MeV}$ ($10^9 \text{ n.sr}^{-1} \cdot \mu\text{C}^{-1}$) | $E_{\text{deuton}} = 50 \text{ MeV}$ ($10^9 \text{ n.sr}^{-1} \cdot \mu\text{C}^{-1}$) |
|------------|---|---|---|
| Be (10 mm) | 30.7 | 275 | 580 |
| C (20 mm) | 10.3 | 128.4 | 358 |

Tableau VII-3 : Taux de production ($10^9 \mu\text{C}^{-1}\text{sr}^{-1}$) pour les cibles de Be et C en fonction de l'énergie du faisceau incident de deutons à 0° [MEU-75].

Par contre une différence existe entre les taux avec une cible de Be et ceux avec une cible de C en faveur du Be (tableau VII-3) et ceci pour des deutons d'énergie allant de 16 MeV à 50 MeV. Les autres cibles utilisées dans cette expérience (Cu, Mo, Ta, Au) donnent des taux de production nettement moindres [MEU-75].

Les largeurs à mi-hauteur

Les largeurs des distributions en énergie des neutrons émis vers l'avant pour la cible de Be et Li pour plusieurs énergies du faisceau incident sont représentées sur la figure VII.7. Les carrés correspondants au Li se fondent au sein des points du Be : les deux cibles Be et Li sont équivalentes.

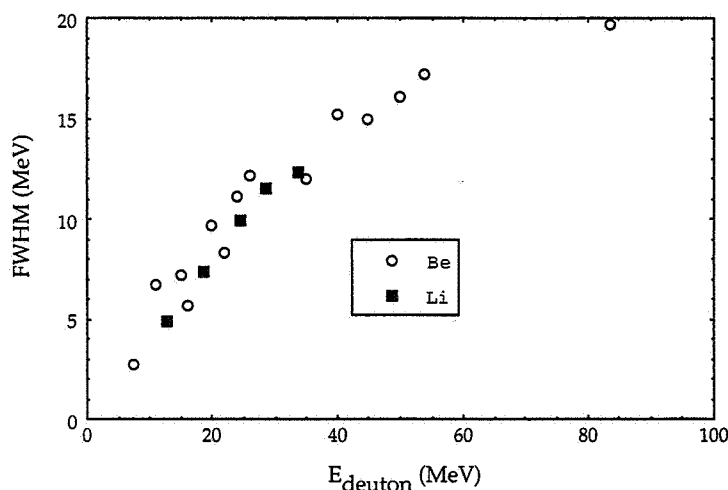


Figure VII.7 : Comparaison des largeurs des distributions en énergie (les spectres en énergie des neutrons sont utilisés à partir de $E_n > \approx 3 \text{ MeV}$) des neutrons émis à 0° de l'axe du faisceau incident pour le Be et le Li

VII.2.2.3 LE MODÈLE DE SERBER

L'un des pionniers à avoir expliqué théoriquement la cassure du deuton est R. Serber [SER-47]. Bien que des modèles plus complexes [TOS-98] aient été récemment développés, nous allons rappeler ce modèle simple qui permet de comprendre facilement la cassure du deuton et donne un bon ordre de grandeur.

Le deuton est composé de deux nucléons : un proton et un neutron. L'énergie de liaison est assez faible $\varepsilon_{\text{deuton}} = 2.2 \text{ MeV}$ comparativement aux autres noyaux connus ($\varepsilon = 6-10 \text{ MeV}$). De même, son rayon nucléaire est de 3.5 fm ($1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$) comparé à 2.3 fm pour le ^{12}C . Ceci en fait un candidat à grande extension spatiale. Ce qui veut dire que les deux nucléons se meuvent assez loin l'un de l'autre. La cassure du deuton en deux nucléons a, par conséquent, deux origines :

- (a) le deuton passant près du noyau cible, pour des paramètres d'impact de deux ou trois fois le rayon nucléaire, le champ coulombien peut être suffisant pour séparer le neutron du proton : c'est le "break-up" [DAN-47, OPP-35].

- (b) le deuton passant très près du noyau cible, pour des paramètres d'impact inférieurs à la somme des rayons nucléaires du deuton et du noyau cible, le proton du deuton peut frapper un nucléon du noyau cible, être capturé pendant que le neutron continue sa trajectoire avec, grossièrement, la moitié de l'énergie initiale du deuton et la direction du faisceau incident : c'est le "stripping". Le centroïde de la distribution en énergie est centré sur $(E_{\text{deuton}}/2 - \epsilon)$ avec ϵ valant plusieurs MeV.

R. Serber a pris un modèle simple semi-classique pour calculer la section efficace totale du stripping du deuton. Sa théorie est fondée sur la géométrie de la réaction en utilisant deux cas limites :

- le noyau cible est transparent au neutron : $R_{\text{cible}} \ll R_{\text{deuton}}$
- le noyau cible est opaque au neutron : $R_{\text{cible}} \gg R_{\text{deuton}}$

Il en a déduit les largeurs à mi-hauteur Γ des distributions en énergie et en angle des neutrons (tableau VII-4).

R. Serber a confronté ses calculs à l'expérience. Il a utilisé un faisceau de deutons de 190 MeV interagissant avec les noyaux d'une cible mince de Be et d'U. Il a obtenu un bon accord théorie-expérience pour les deux cas extrêmes se rapportant à la distribution angulaire des neutrons [SER-47].

| | Cas noyau cible transparent | Cas noyau cible opaque |
|--|---|---|
| Γ pour la distribution angulaire (rad) | $\Delta\theta = 1.533 \sqrt{\frac{\epsilon_d}{E_d}} \quad (\text{VII.1})$ $0.165 \text{ rad} = 9.45^\circ$ | $\Delta\theta = 1.601 \sqrt{\frac{\epsilon_d}{E_d}} \quad (\text{VII.2})$ $0.172 \text{ rad} = 9.87^\circ$ |
| Γ pour la distribution en énergie (MeV) | $\Delta E = 2.000 \sqrt{\epsilon_d E_d} \quad (\text{VII.3})$ 40.9 MeV | $\Delta E = 1.533 \sqrt{\epsilon_d E_d} \quad (\text{VII.4})$ 31.3 MeV |

Tableau VII-4 : Largeur de la distribution angulaire des neutrons ainsi que celle en énergie pour les deux cas extrêmes du calcul effectué par R. Serber. Les chiffres correspondent à un faisceau de deutons de 190 MeV.

L.S. August, étudiant l'irradiation de tumeurs cancéreuses, a repris la théorie de R. Serber pour l'appliquer à un faisceau de deutons de 35 MeV [AUG-76]. Il arrive, à partir de cette théorie, à pratiquement reproduire la distribution en énergie des neutrons mesurés ainsi que la dépendance cubique de la dose absorbée $D_0 : D_0 (\text{rad} \cdot \mu\text{A}^{-1} \cdot \text{min}^{-1}) = 1.24 \cdot 10^4 E^{2.99}$. Cette théorie semble marcher aussi bien à haute qu'à basse énergie du faisceau de deutons

incidents. Nous allons confronter les données expérimentales disponibles dans la littérature à cette théorie pour la réaction D+Be.

VII.2.2.4 CARATÉRISTIQUES DES NEUTRONS PRODUITS PAR LA RÉACTION : D + BE

La littérature abonde de données sur la réaction D+Be. Malheureusement, les énergies des deutons sont souvent limitées à 50 MeV.

Les énergies moyennes

Nous avons reporté dans la figure VII.8 l'énergie moyenne des neutrons émis à 0° en fonction de l'énergie des deutons incidents. Ces données expérimentales proviennent des références suivantes : [GRA-77, MEU-75, WEA-73]. Une dépendance quasi linéaire de l'énergie moyenne des neutrons est observée. Cette dépendance avait déjà été remarquée expérimentalement et calculée par C. J. Parnell [PAR-72]. L'énergie moyenne du neutron émis est de $\approx 40\%$ de celle du deuton incident (figure VII.8).

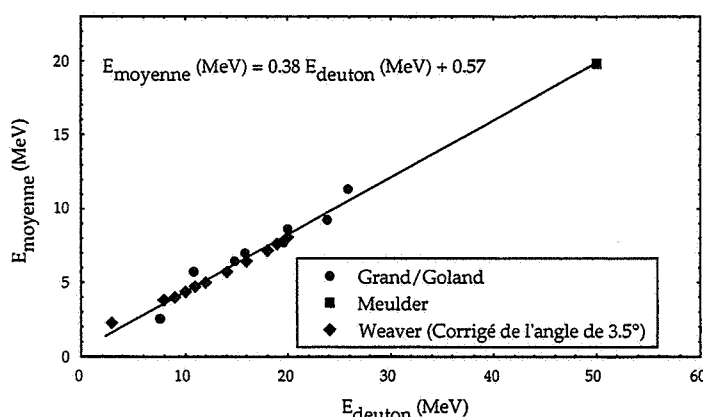


Figure VII.8 : Energie moyenne des neutrons émis à 0° de l'axe du faisceau versus l'énergie totale du faisceau de deutons incidents

J.P. Meulders a mesuré l'énergie moyenne, à partir des spectres en énergie, des neutrons pour des angles allant de 0° à 30° et pour une énergie des deutons incidents de 50 MeV (figure VII.9). On constate, sur la figure 7 de la référence [MEU-75] que plus l'angle d'émission des neutrons est grand, plus la largeur du spectre en énergie, correspondant à l'énergie des neutrons la plus probable, s'élargit au point de disparaître pour des angles voisins de $\theta = 40^\circ$. L'énergie moyenne des neutrons diminue de 4 MeV lorsque l'on passe de 0° à 30° . Ces effets se retrouvent aussi bien pour des deutons à plus basse énergie $E_{\text{deuton}} = 40 \text{ MeV}$ [SAL-77] qu'à plus haute énergie $E_{\text{deuton}} = 200 \text{ MeV}$ [PAU-98].

Les largeurs à mi-hauteur en énergie des neutrons

L'évolution des largeurs expérimentales Γ des distributions angulaires et en énergie des neutrons sont regroupées sur les figures VII.10.a et VII.10.b. Les données sont issues de plu-

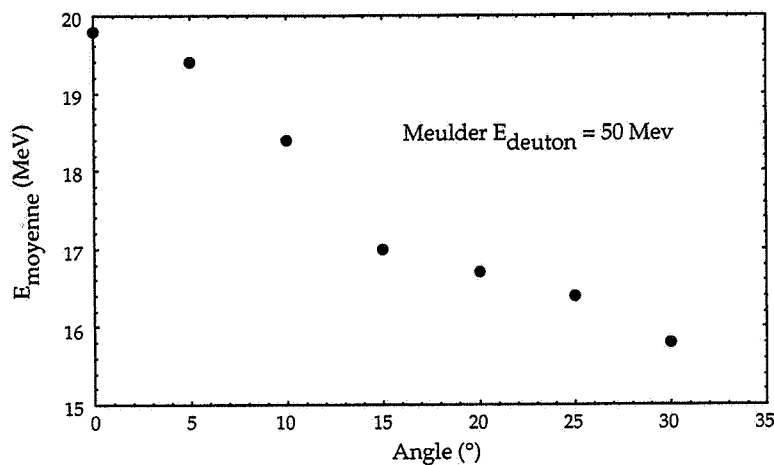
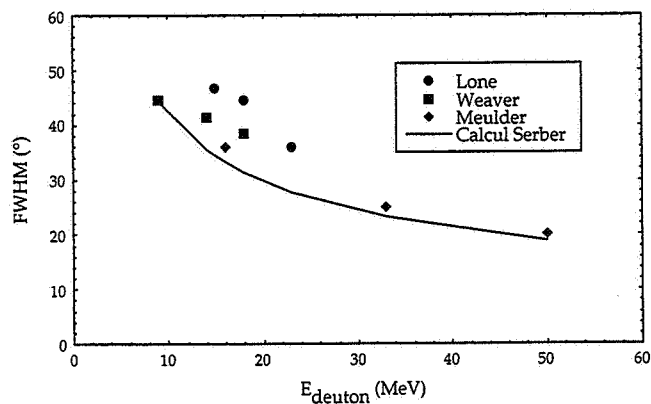


Figure VII.9 : Variation de l'énergie moyenne des neutrons en fonction de l'angle d'émission des neutrons

VII.10.a



VII.10.b

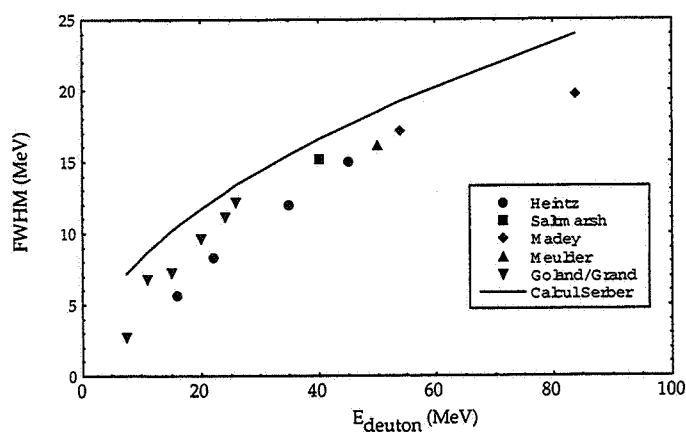


Figure VII.10 : Largeurs des distributions angulaire (a) et en énergie (b) (les spectres en énergie des neutrons sont utilisés à partir de $E_n \approx 3$ MeV) des neutrons émis à 0° de l'axe du faisceau versus l'énergie totale du faisceau de deutons incidents

sieurs auteurs [GRA-77, HEI-76, LON-77, MAD-76, MEU-75, SAL-77, WEA-73]. Elles sont comparées à celles calculées par R. Serber. En ce qui concerne les distributions en énergie, elles s'élargissent au fur et à mesure que l'énergie du faisceau de deutons augmente (figure VII.10.b). Elles sont, en général, plus faibles que celles calculées. Cette différence est de l'ordre de 3 MeV en moyenne. Si le modèle de R. Serber arrive à bien reproduire des données à 200 MeV en cible mince, ses calculs surestiment les données expérimentales à plus basse énergie en cible épaisse. Cet effet avait déjà été remarqué par R. Madey et L. S. August.

Les largeurs à mi-hauteur en angle des neutrons

En ce qui concerne la largeur des distributions angulaires (figure VII.10.b), pour des neutrons émis à 0° , plus l'énergie augmente et plus la distribution est étroite. En effet, plus l'énergie du deuton augmente, c'est à dire plus sa vitesse est grande, et moins il est dévié. Encore une fois, les données sont surestimées par le calcul de R. Serber, elles sont en général plus grandes de 6° que celles calculées. Seul les largeurs de J.P. Meulders se rapprochent de celles calculées.

Les taux de production à 0°

La figure VII.11 montre l'évolution du nombre de neutrons produits à 0° de l'angle initial du faisceau. Ce nombre varie entre 10^{10} n.sr $^{-1}$. μ C $^{-1}$ pour des deutons de 10 MeV et $8.5 \cdot 10^{12}$ n.sr $^{-1}$. μ C $^{-1}$ pour des deutons de 200 MeV. La courbe passant par les points expérimentaux montre une dépendance du taux de production avec le carré de l'énergie du faisceau incident. Ce qui donne un facteur ≈ 16 pour le taux de production pour un gain 4 en énergie (pour 50 MeV et 200 MeV).

Pour les énergies des deutons allant de 4 MeV à 100 MeV, les réactions D+Be ou D+Li sont attractives. Le choix entre ces deux matériaux cibles va dépendre de leur capacité à dissiper 6 kW de faisceau incident. Le point de fusion du Be est de 1551 K contre 452 K pour le

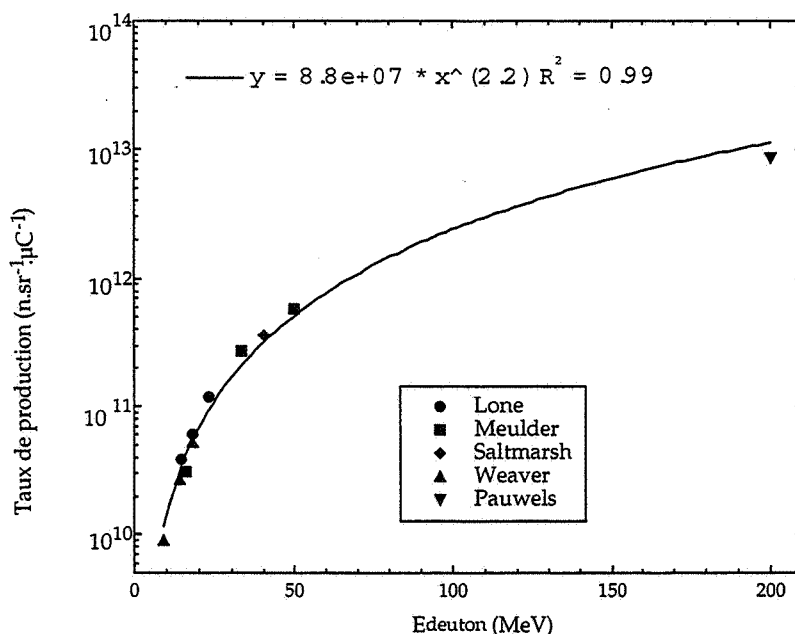


Figure VII.11 : Taux de production des neutrons émis à 0° de l'axe du faisceau versus l'énergie totale du faisceau de deutons incidents

Li à la pression atmosphérique. Le Be est un métal possédant une grande résistance, un faible allongement et une grande dureté. Par contre, il est difficile à usiner : nécessité d'être sous atmosphère inerte. Le Li est un métal mou. Il faut manipuler avec précaution le Be car il est chimiquement nocif provoquant l'inflammation des voies respiratoires par inhalation. Malgré cela, c'est le matériau qui semble le plus approprié pour l'utilisation comme source de neutrons de grande énergie émis dans la direction du faisceau de deutons incidents. En cas de températures très élevées, il peut être plus judicieux d'utiliser une cible de carbone en acceptant de perdre sur la production de neutrons. Pour les applications médicales, les cibles couramment utilisées sont celles en Be. Une cible [LOG-77] de Be (5 mm de diamètre et 3.5 mm d'épaisseur) bombardée par un faisceau de deutons de 30 MeV, 100 μ Ae soit 3 kW a déjà été développée par C.M. Logan et al. au "Lawrence Livermore Laboratory". Par un système astucieux de canaux, à travers lesquels circule un liquide de refroidissement, la chaleur déposée par le faisceau est évacuée.

Les neutrons ainsi produits vont induire la fission de l'U et c'est la réaction que nous allons décrire sommairement dans le sous-chapitre qui suit.

VII.2.3 LA FISSION

La fission d'un noyau [BAR-93] est une réaction nucléaire qui se traduit par la cassure d'un noyau lourd en deux ou plusieurs fragments. Le second intérêt de la fission est la création de neutrons (≈ 2.5) induisant de nouvelles fissions.

La fission est un processus physique qui peut être soit induit par des neutrons thermiques, des neutrons rapides, des photons gamma et des noyaux légers soit spontané (^{232}Th , $^{235,238}\text{U}$, ^{240}Pu , ^{248}Cf etc...). Un modèle simple et semi classique qui permet de comprendre la fission est le "modèle de la goutte liquide". La force nucléaire, à courte portée, est proportionnelle à la masse A . C'est elle qui maintient les nucléons dans le noyau en s'opposant à la force de répulsion coulombienne à longue portée. Cette dernière est proportionnelle au carré du numéro atomique Z^2 . Pour qu'il y ait fission, il faut communiquer suffisamment d'énergie d'excitation E^* au noyau pour vaincre la barrière coulombienne $E_{\text{barrière}}$ (≈ 6.5 MeV). L'excitation du noyau est réalisée, en général, par la capture d'un neutron. L'énergie du neutron incident doit être suffisante pour que la somme de cette énergie et celle de liaison du dernier neutron capturé soit supérieure à l'énergie de la barrière. L'énergie d'excitation E^* se transforme en énergie de déformation $E_{\text{déformation}}$ dans le noyau. L'énergie de liaison est variable selon le nombre de neutrons et de protons : noyaux pair-pair, impair-impair ou pair-impair. Elle est donnée par :

$$\text{Masse } ^{236}\text{U} = \text{Masse } ^{235}\text{U} + \text{Masse } n + E_{\text{liaison}}(-6.467 \text{ MeV})$$

$$\text{Masse } ^{239}\text{U} = \text{Masse } ^{238}\text{U} + \text{Masse } n + E_{\text{liaison}}(-4.783 \text{ MeV})$$

Dans le cas de l' ^{235}U , elle vaut 6.467 MeV. L'énergie d'un neutron thermique (quelques centaines de keV) sera suffisante pour mener le noyau vers la fission. Par contre, elle est de 4.8 MeV pour l' ^{238}U . L'utilisation de neutrons rapides, d'énergie supérieure à 1.5 MeV, sera nécessaire pour compenser l'énergie manquante pour amener le noyau à fissionner. Le noyau résiduel se trouve alors avec une énergie d'excitation suffisante pour dépasser la barrière coulombienne. L'énergie d'excitation est transférée en énergie de déformation ce qui a pour conséquence de diminuer l'énergie de répulsion coulombienne. Le point atteint est appelé

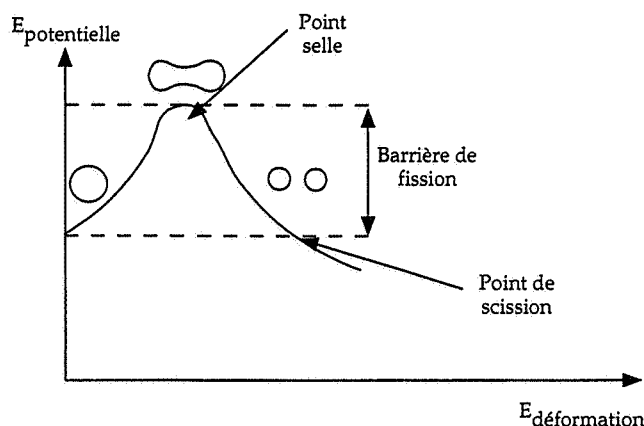


Figure VII.12 : Schéma de principe de la fission

“point selle”, il correspond à la formation d'un col et à l'énergie potentielle maximum du système. Ce maximum est un équilibre instable. A partir de ce point, une augmentation de l'énergie de déformation implique une diminution de l'énergie potentielle du système jusqu'au point de scission où le système se brise en deux fragments (figure VII.12).

Le paramètre qui permet de mesurer la “fissionabilité” d'un noyau est le rapport

$$\chi = \frac{Z^2/A}{44.66} \quad (\text{VII.5})$$

Si ce rapport tend vers 1, le noyau fissionne spontanément. Il vaut 0.806 et 0.796 pour l' ^{235}U et ^{238}U respectivement. Des réactions induites par neutrons sont généralement utilisées pour faire fissionner des noyaux lourds avec une très grande probabilité.

Dans le cas de la fission de l' ^{235}U , la fission est relativement asymétrique avec deux bosses centrées sur $A = 142$ et $A = 94$. Il existe deux îlots situés autour des régions définies par $(54 < N < 60, 35 < Z < 40)$ et $(82 < N < 88, 52 < Z < 56)$. La section efficace de fission est de l'ordre de 20 mb [WOH-77] pour des noyaux de cette région. Ces deux îlots se rejoignent par une vallée $(66 < N < 76, 43 < Z < 48)$ où les sections efficaces de fission sont inférieures ou égales à 0.04 mbarn. Pour une masse donnée, les sections efficaces forment une parabole en fonction du numéro atomique. Elles chutent rapidement dès que l'on s'éloigne du maximum. Par exemple, pour les isobares $A = 140$, on passe pour $Z = 55$ d'une section efficace de 20 mbarn à $1 \cdot 10^{-3}$ mb pour $Z = 52$ soit 4 ordres de grandeur pour trois pas en Z . Cette chute est aussi brutale lorsque l'on augmente le numéro atomique. Dès que l'on augmente l'énergie des neutrons incidents, la fission devient symétrique, les deux îlots s'estompent, la vallée se comble, une plus large gamme de noyaux radioactifs est produit.

La fission induite par des neutrons thermiques ou de réacteurs [RAO-79] a été extensivement étudiée. Elle révèle cependant encore des surprises comme la distribution très asymétrique en charge, en masse et en énergie de l' ^{235}U , ce qui a permis de produire, au réacteur Lohengrin à Grenoble, des noyaux très exotiques dans la région des Ni et des Cu [SID-89]. Les taux de production des fragments de fission induits par des neutrons aux énergies intermédiaires, n'ont pas été mesurés. Seule la distribution en masse des fragments de fission induite par des neutrons d'énergie entre 1 MeV et 500 MeV [ZOE-95] a été mesurée. La fission induite par protons a elle aussi été beaucoup étudiée, essentiellement par des méthodes de

radiochimie. Les taux de production obtenus correspondent généralement à la somme des taux de production des différents isobares riches en neutrons [BAB-71, LIN-54, STE-58]. Seul les distributions isotopiques des Cs et Rb ont été mesurées dans des réactions induites par des protons de 50 MeV et 156 MeV [CHA-70, TRA-72]. La fission induite par ions lourds [ARM-96], à très grande énergie permet de produire des noyaux très exotiques. Par exemple, le noyau doublement magique ^{78}Ni a été observé pour la première fois, en cinématique inverse, par la collision de ^{1238}U à 750 A.MeV sur une cible de Be [ENG-95].

Des expériences et des simulations sont nécessaires pour déterminer les taux de production par fission induites par neutrons rapides. Des simulations sont développées par D. Ridikas et W. Mittig [RID-97,98 a, 98 b] à l'aide du code LAHET et par M.V. Ricciardi et S. Monti à l'aide des codes FLUKA et LCS [RIC-98]. Nous ne décrivons, dans le paragraphe suivant, que la partie concernant les taux de production à l'aide du code LAHET.

VII.3 LES PRÉDICTIONS AVEC LE CODE LAHET

Le code LAHET [PRA-89] est un code de type Monte Carlo. Il utilise la même approche théorique que celle pour simuler les réactions de spallation c'est à dire les cascades intranucléaires (INC) associées à des modèles d'évaporation de particules. Il a la capacité de traiter les interactions noyaux-noyaux comme noyaux particules. Il permet aussi de tenir compte de l'annihilation proton-anti-proton. Il est composé de deux codes de fission (ORNL et RAL). Le modèle "Multistage Preequilibrium exciton model" (MPM) vient en complément du INC. A la fin du calcul de la cascade internucléaire, l'énergie d'excitation E^* est calculée et est utilisée selon deux possibilités :

- soit on lance les codes d'évaporation
- soit on utilise le code MPM qui permet de traiter le prééquilibre tout en autorisant l'évaporation de particules telles que p, D, T ou α . Ensuite, avec l'énergie restante ($E^* - \Delta E$), on utilise les codes d'évaporations

L'utilisation correcte du code LAHET est décrite dans les articles cités plus haut [PRA-89, RID-97,98 a, 98 b].

Grâce à ce code, on peut simuler les distributions angulaires et en énergie des neutrons produits par un faisceau de deutons sur un convertisseur puis calculer le taux de production des atomes radioactifs créés par la fission d'une cible d'U par ces neutrons. Ces calculs sont valables pour des énergies totales du deuton égales ou supérieures à 50 MeV. D'autre part, le code ne tient pas compte du "break-up" du deuton mais ceci ne modifie que peu le résultat final sur les taux de production des atomes radioactifs créés.

D. Ridikas a comparé les simulations des taux de production des atomes radioactifs riches en neutrons produits par différentes voies et les a comparés à la fission de ^{235}U par des neutrons thermiques [PIA-94]. La figure VII.13 représente le taux de production des noyaux radioactifs créés par la fission de ^{235}U induite par des neutrons thermiques.

La figure VII.13 montre les deux bosses caractéristiques de la fission de ^{235}U ainsi que la vallée comme cela a déjà été vu au chapitre VII.2.2. Le seuil en intensité de $5 \cdot 10^9$ a pour conséquence que peu d'éléments apparaissent sur la figure VII.13 dans la vallée car moins produits.

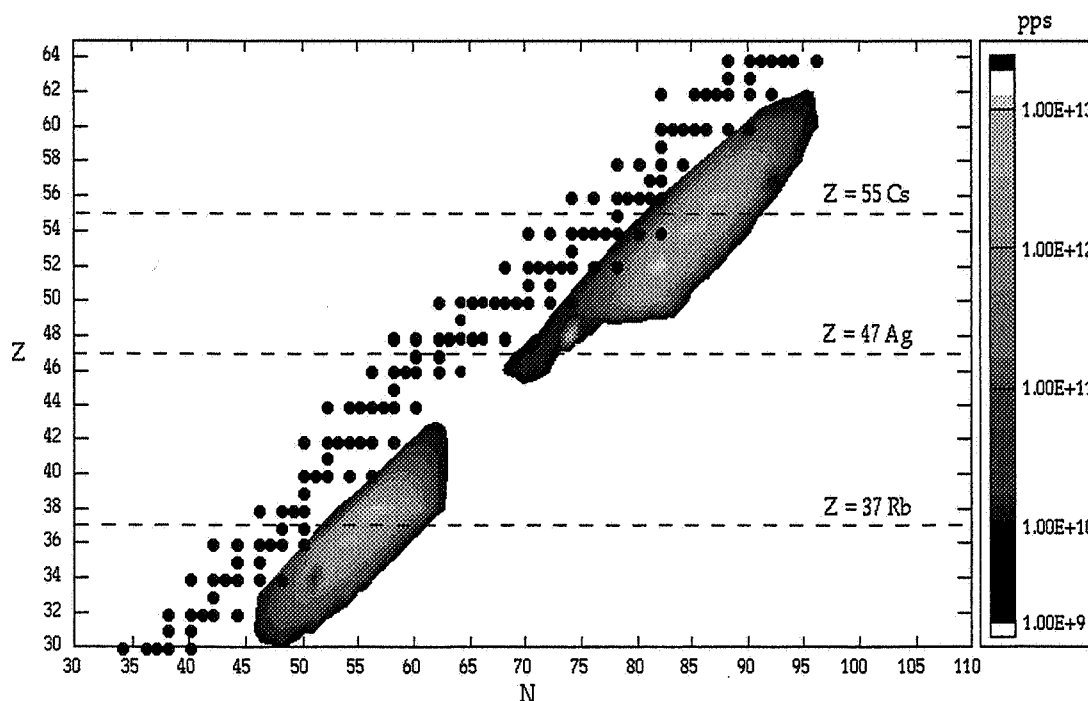


Figure VII.13 : Distribution et taux de production des noyaux radioactifs créés par la fission de l' ^{235}U par des neutrons thermiques [PIA-94]

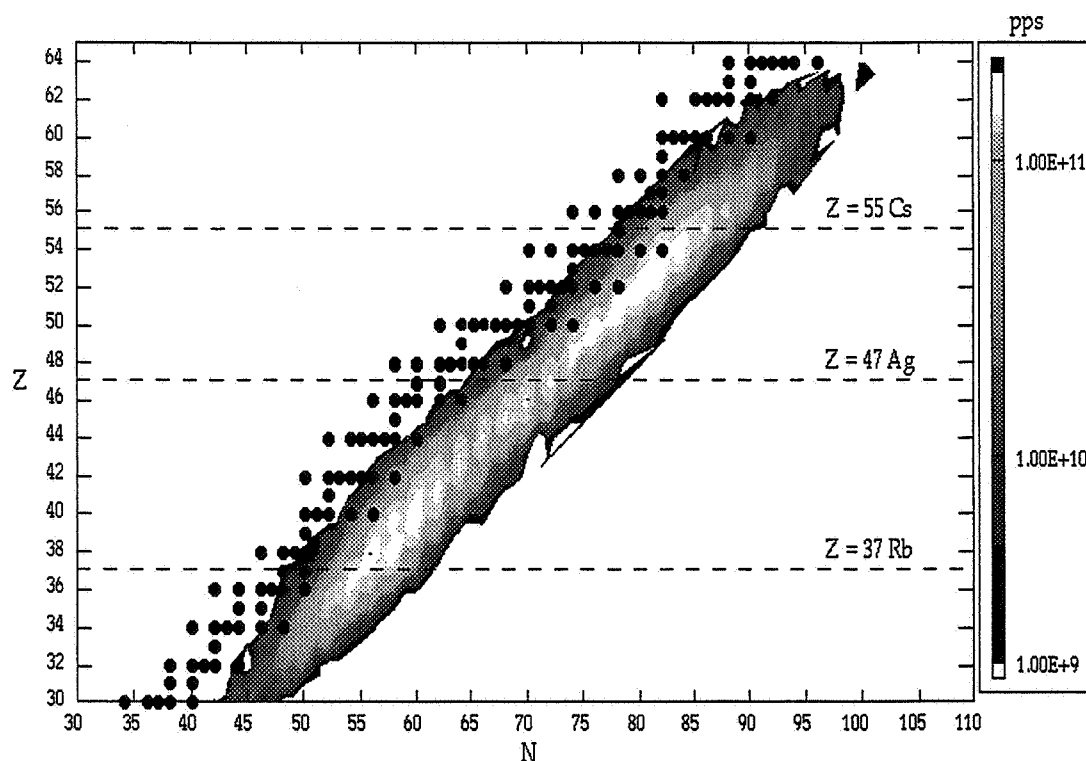


Figure VII.14 : Distribution et taux de production des noyaux radioactifs créés par la fission de l' ^{238}U induite par les neutrons rapides issus de l'irradiation de la cible de Be par un faisceau de deutons de 200 MeV [RID-98 b]

La figure VII.14 représente le taux de production des noyaux radioactifs créés par la fission de l' ^{238}U induite par des neutrons rapides ($E_d = 200 \text{ MeV}$) correspondant au processus en deux étapes : $\text{D} + \text{Be} \Rightarrow \text{xn} + \text{U} \Rightarrow \text{F}$. Nous appellerons ce processus par la suite : $\text{D-n-U} \Rightarrow \text{F}$

D. Ridikas a montré que ses simulations reproduisent bien le peuplement d'une vaste zone comparativement aux neutrons thermiques (figures VII.13) par le processus $\text{D-n-U} \Rightarrow \text{F}$. Ses simulations reproduisent aussi bien les distributions isotopiques expérimentales des Rb et Cs produits par la fission induite par des protons de 50 MeV et 156 MeV [RID-98 b] du moment que les paramètres adéquats sont utilisés au lieu des paramètres standards.

La forme des distributions isotopiques en fonction de l'énergie des deutons pour $\text{D-n-U} \Rightarrow \text{F}$ est sensiblement la même (figure VII.15). Les noyaux sont produits trois fois mieux pour des deutons de 200 MeV que pour des deutons de 100 MeV, à intensité de deutons égale.

Du point de vue expérimental, il n'existe pas de mesure des taux de production des fragments de fission induits par des neutrons rapides.

Il existe cependant des données pour les distributions isotopiques de Rb et Cs produits par la fission induite par des protons rapides [CHA-70, TRA-72]. Nous avons reporté ces données sur la figure VII.16. L'augmentation en énergie des protons donne essentiellement lieu à la production de noyaux proches de la stabilité. Pour les noyaux riches en neutrons, le taux de production baisse très légèrement avec l'augmentation de l'énergie. Ces noyaux sont situés dans la zone de la fission asymétrique. Qu'en est-il pour des noyaux situés dans d'autres

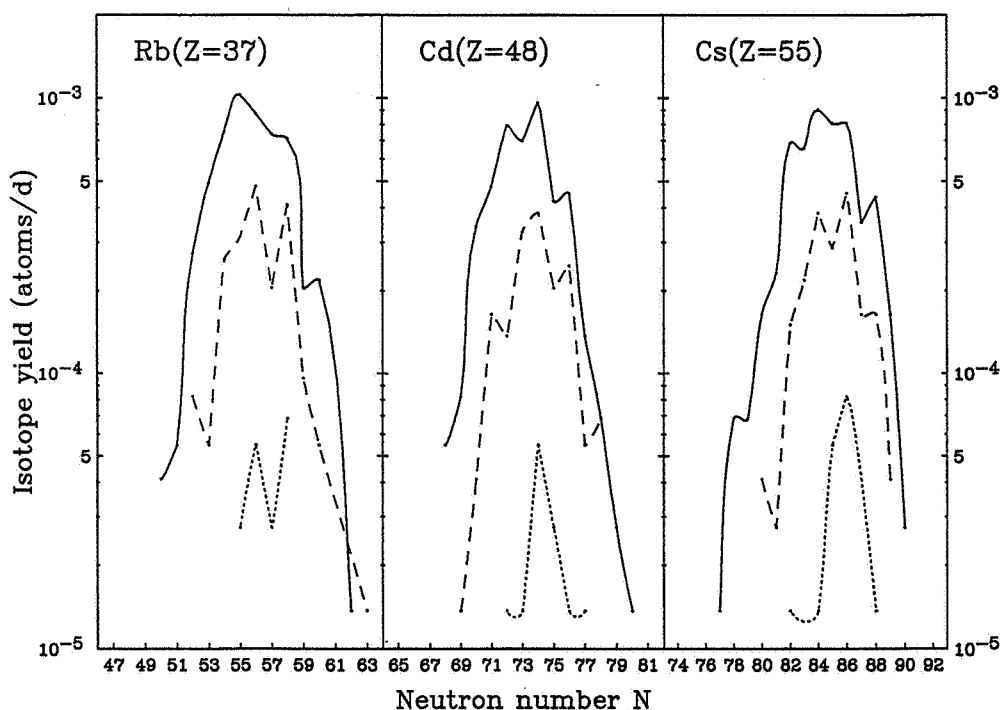


Figure VII.15 : Distributions isotopiques simulées des fragments de fission Rb, Cd et Cs dans le système $\text{D-n-U} \Rightarrow \text{F}$ à 50 MeV (courbe en pointillé), à 100 MeV (courbe hachurée) et à 200 MeV (courbe continue) [RID-98 b]

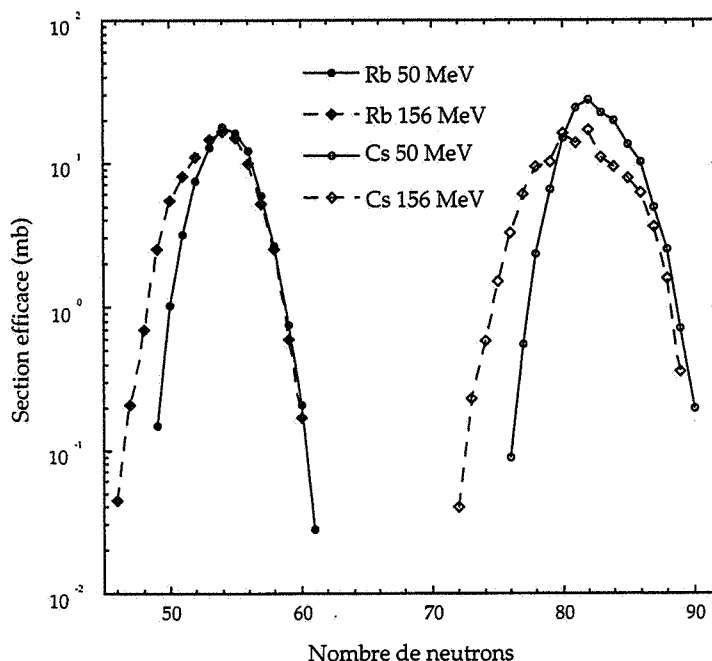


Figure VII.16 : Distributions isotopiques expérimentales des fragments de fission Rb et Cs dans le système $p\text{-U}\Rightarrow\text{F}$ à 50 MeV et 156 MeV [CHA-70, TRA-72]

régions de la carte des noyaux ? Cet effet existe-t-il pour des fragments produits par la fission induite par des neutrons rapides ? Dans le cas de SPIRAL-II, des expériences seront réalisées en fonction de l'énergie.

Au vu des taux de production obtenus par les simulations à différentes énergies et des taux de production des noyaux Rb et Cs induits par fission de protons, il est important :

- de mesurer les sections efficaces de production à différentes énergies
- d'étudier les problèmes liés à l'accélération des deutons à différentes énergies
- d'évaluer les problèmes de radioprotection en fonction de l'énergie des deutons pour définir quel est le meilleur compromis Energie-Intensité-Radioprotection-Taux de production.

Nous avons réalisé un test à SATURNE pour étudier les taux de production par cette méthode avec des deutons de 200 MeV. Ce test sera décrit au paragraphe VII.5.

VII.4 LES EXPÉRIENCES AVEC LE TANDEM D'ORSAY ET LE SYNCHROTRON

SATURNE À SACLAY

Le groupe de l'IPN d'Orsay a initié cette nouvelle méthode en Europe en réalisant un premier test PARRNE0 "Production d'Atomes Radioactifs Riches en Neutrons 0". Ils utilisaient des deutons de 20 MeV fournis par le Tandem d'Orsay. Suite au succès de ce test ont été réalisées successivement deux autres expériences intitulées PARRNE1 et SATURNE. Les résultats et les descriptions des expériences PARRNE0 et PARRNE1, que nous allons présenter, se trouvent dans la référence [CLAP-98].

VII.4.1 L'EXPÉRIENCE PARRNE0

Le dispositif expérimental [LAU-96] de PARRNE0 était très simple. Une cage de faraday en C était utilisée pour mesurer l'intensité du faisceau incident et jouer le rôle de convertisseur. Elle arrêta le faisceau de deutons de 20 MeV, 100 nAp créé par le Tandem d'Orsay. Les neutrons produits irradiaient une cible d'U de 1 mm d'épaisseur placée juste derrière. Après une irradiation de 2 minutes, les photons gamma issus de la décroissance radioactive des fragments produits dans la cible étaient détectés à l'aide d'un cristal Ge pour identifier et quantifier les atomes radioactifs créés. Le détecteur était entouré de béton afin de le protéger des rayonnements gamma et des neutrons provenant des réactions entre les deutons et la cage de faraday. Les chiffres du tableau VII.5 représentent le nombre d'atomes créés par seconde dans la cible d'U. Cette expérience a montré que cette méthode était réalisable.

L'étape suivante fut l'expérience PARRNE1 dont l'objectif était de produire et de mesurer le taux de production des atomes radioactifs de type gaz.

| Isotope | $T_{1/2}$ | $Y (10^3/\mu\text{Cg})$ |
|---------------------------|-----------|-------------------------|
| ^{84}Se | 3.1 mn | 6.9 |
| ^{86}Br | 54 s | 9.7 |
| ^{89}Kr | 3.07 mn | 30 |
| ^{90}Kr | 32.32 s | 25 |
| ^{94}Sr | 1.24 mn | 54.9 |
| ^{103}Tc | 54.2 s | 6.9 |
| ^{132}Sn | 40 s | 6.2 |
| $^{132\text{m}}\text{Sb}$ | 2.8 mn | 25 |
| ^{133}Sb | 2.3 mn | 23 |
| $^{136\text{a}}\text{I}$ | 1.38 mn | 20.8 |
| $^{136\text{b}}\text{I}$ | 46 s | 9.7 |
| ^{140}Cs | 1.07 mn | 39.6 |
| ^{137}Xe | 3.83 mn | 45.2 |
| ^{139}Xe | 39.5 s | 20.1 |
| ^{144}La | 40.7 s | 27.8 |
| ^{145}Ce | 3 mn | 26.4 |

Tableau VII-5 : Taux de production mesurés lors de l'expérience PARRNE0 pour un faisceau de deutons de 100 μAp [CLA-98]. Ces taux sont exprimés en particules par micro Coulomb de deutons incidents et gramme d'uranium

VII.4.2 L'EXPÉRIENCE PARRNE1

Le dispositif de PARRNE1 (figure VII.17) était plus complexe car il avait pour but de mesurer les taux de production des atomes radioactifs produits dans la cible d'U. Ce disposi-

tif sélectionnait uniquement les gaz. L'expérience PARRNE0 était une expérience de type irradiation. L'expérience PARRNE1 est une expérience de type ISOL sans source d'ions. La cible utilisée était une cible épaisse de carbure d'uranium (UC_x). Elle a été chauffée à une température de 2300 K afin d'obtenir une efficacité de diffusion importante des atomes radioactifs hors de la cible. Elle était constituée par 50 disques d' UC_x de 14 mm de diamètre fabriqués à ISOLDE et placés à l'intérieur d'un container de carbone entouré lui-même par un cylindre de Ta qui servait de four. Tout ce dispositif est placé sous vide secondaire ($\approx 10^{-6}$ mbar). Un trou de 1 cm de diamètre, positionné au centre du container, a permis aux atomes de diffuser vers un tube transfert. La cassure des deutons en neutrons se fit par l'intermédiaire d'un convertisseur en Be de 3 mm de longueur placé à 8 cm de la cible. La sélection des atomes radioactifs gazeux a été réalisée grâce à un tube transfert de 7.9 m. Tous les éléments condensables sont donc retenus par la paroi de la chambre et du tube à température ambiante. Le temps de transit, dans le tube transfert a été mesuré. Il était de 13.6(0.5) s pour le ^{84}Kr et 17.0(0.5) s pour le ^{132}Xe [LAU-96]. Ce temps peut être déduit pour d'autres éléments grâce à la loi de Graham. Au bout du tube de transfert, les gaz radioactifs se condensaient sur un "doigt froid" maintenu à une température de 12 K sous une pression de 10^{-4} mbar. La détection gamma a été placée derrière un mur de béton de 1 m d'épaisseur. Elle était composée d'un détecteur Ge. L'acquisition de données permettait de faire des spectres de durée variable permettant ainsi de mieux identifier les raies des photons gamma provenant d'atomes radioactifs ayant des périodes radioactives différentes. Les chiffres du tableau VII.6 sont les taux de production mesurés sur le "doigt froid" c'est à dire après diffusion des atomes hors de la cible et effusion le long du tube transfert. Ces chiffres sont normalisés pour un faisceau de deutons de 1 μA . Les taux de production sont de l'ordre de 10^4 - 10^5 pps.

Ces deux expériences ont été faites avec une faible énergie du faisceau de deutons : 20 MeV. L'expérience SATURNE a pour but d'étudier les éléments produits à plus haute énergie : un faisceau de deutons de 200 MeV d'énergie.

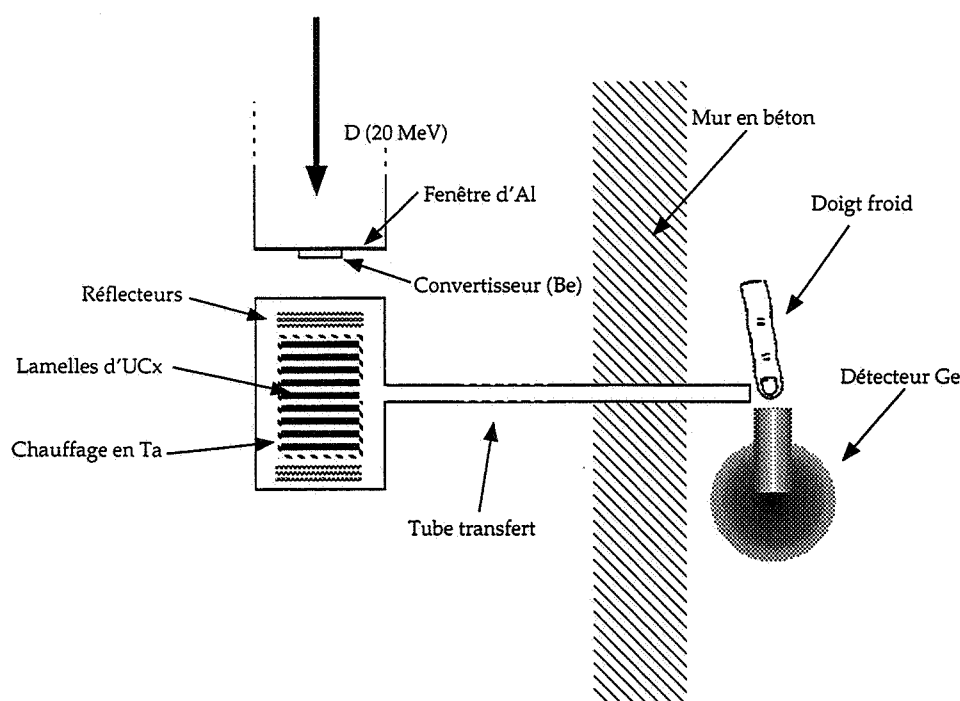


Figure VII.17 : Schéma de l'expérience PARRNE1 visant à produire des atomes riches en neutrons et à sélectionner les éléments gazeux

| Isotope | $T_{1/2}$ | Y (1/ μ C) |
|-------------------|-----------|------------------|
| ^{90}Kr | 32.3 s | $2 \cdot 10^5$ |
| ^{91}Kr | 8.6 s | $4 \cdot 10^4$ |
| ^{92}Kr | 1.8 s | $1 \cdot 10^4$ |
| ^{139}Xe | 39.7 s | $2 \cdot 10^5$ |

Tableau VII-6 : Taux de production mesurés lors de l'expérience PARRNE1 [CLAP-98]

VII.4.3 L'EXPÉRIENCE SATURNE

Cette expérience avait plusieurs buts :

- le premier et le plus prioritaire était de mesurer les distributions angulaires et en énergie des neutrons produits par des deutons de 200 MeV, interagissant avec les noyaux d'une cible épaisse de Be et d'U [PAU-98]
- le deuxième but était de regarder les problèmes liés à la radioprotection : absorption des neutrons par le béton [PAU-98], dose à l'extérieur de la salle, normalisation des balises [TIR-97].
- le troisième but était la mesure des sections efficaces des éléments radioactifs produits dans la cible par la fission de l'U induite par des neutrons rapides.
- le dernier objectif était la mesure de la distribution angulaire et en énergie de protons provenant de la cassure du deuton [RID-98 a].

Ces deux dernières expériences étaient réalisées en parasite sur la mesure des distributions angulaires et en énergie des neutrons. Les conditions d'intensité et de bruit de fond étaient loin d'être optimales pour ce type d'expérience. Nous allons, dans la suite de ce chapitre, décrire uniquement la mesure des sections efficaces des éléments radioactifs produits dans la cible par la fission de l'U induite par des neutrons rapides.

Le dispositif de SATURNE (figure VII.18) a été fortement inspiré de celui de PARRNE0. Deux convertisseurs épais furent utilisés : Be et U placé à 3 mm de la cible d'U. La cible de fission était un disque d'U pur (≈ 12 g) de 1 mm d'épaisseur pour 14 mm de diamètre. Plusieurs furent utilisées afin de ne pas polluer les spectres avec les raies des atomes radioactifs à long temps de vie. Un "téléphérique" de 6 m de long fut mis au point pour transporter la cible du point d'irradiation au point de détection pour ne pas être pollué par le bruit de fond généré par l'émission de photons gamma et de neutrons produits pendant l'irradiation et pour mesurer, si possible, uniquement les photons gamma provenant de la radioactivité. Le temps de transit était de l'ordre de 3.2 s. Une attention toute particulière a été portée sur le blindage du détecteur Ge. Il était entouré d'un mur de béton de 1.5 m d'épaisseur. Le détecteur lui-même a été protégé de l'environnement ambiant par un blindage de plomb, Cu et Al l'enveloppant complètement. Les deux derniers matériaux (Cu et Al) étaient des remparts aux gamma émis par le plomb. De même, entre la cible et le détecteur, un collimateur de 3.5 cm de plomb percé d'un trou de 1 cm protégeait le détecteur. Le détecteur se trouvait à 47 cm de la cible. La figure VII.19 représente la structure en temps du faisceau pulsé de SATURNE. Le faisceau était toujours présent sur la cible pendant la mesure. La détection a été réalisée à l'aide du

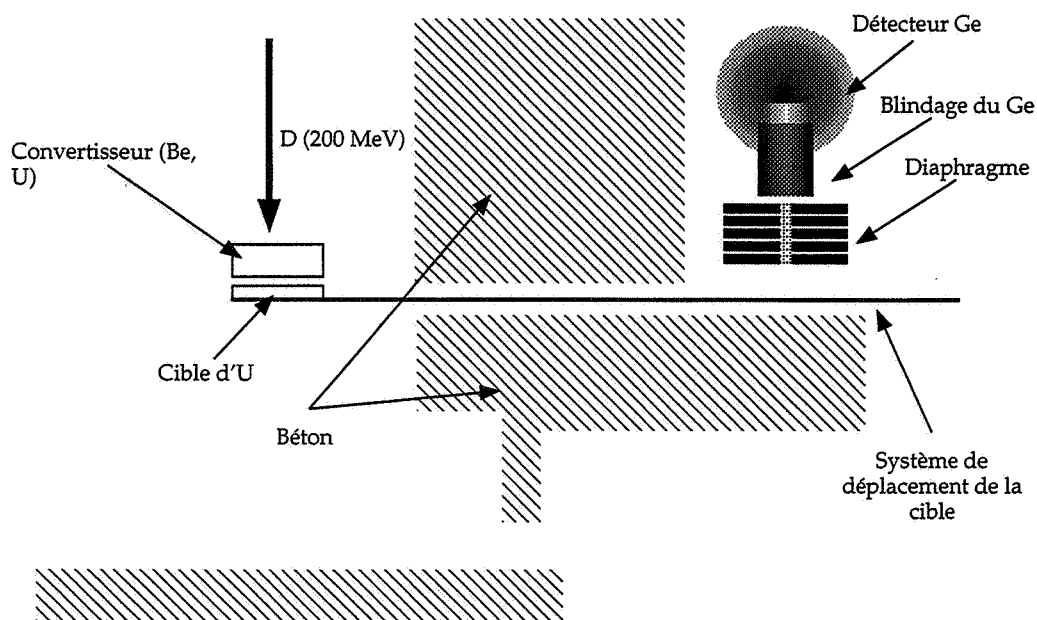


Figure VII.18 : Dispositif expérimental de production d'atomes riches en neutrons qui s'est déroulé à Saclay avec un faisceau de deutons de 200 MeV

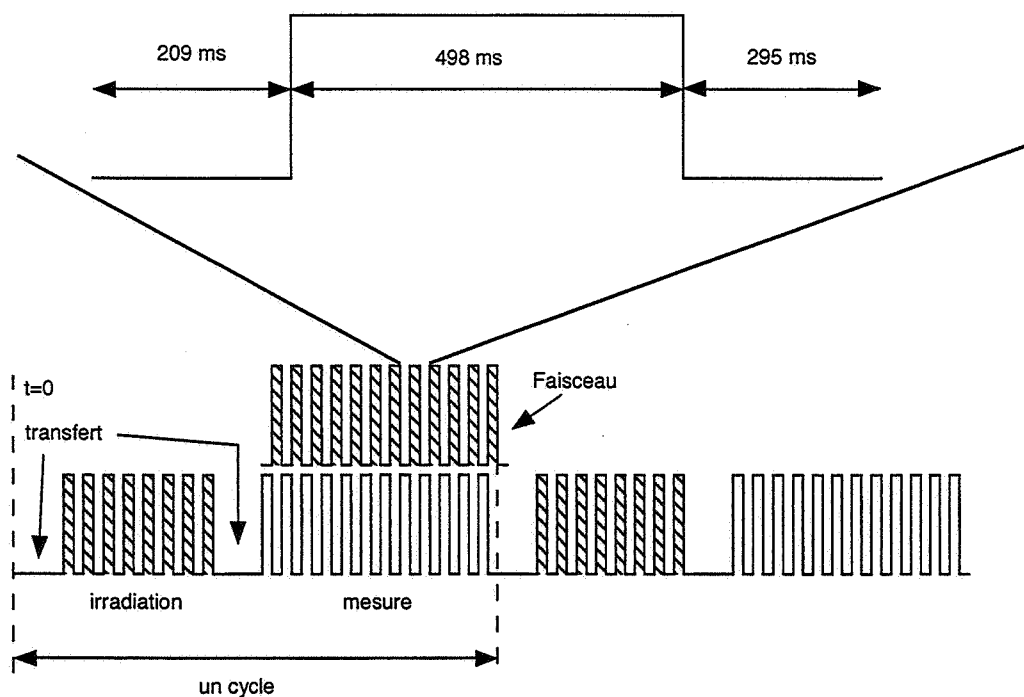


Figure VII.19 : Structure en temps du faisceau (partie supérieure) et de l'expérience irradiation/mesure (partie inférieure) à SATURNE

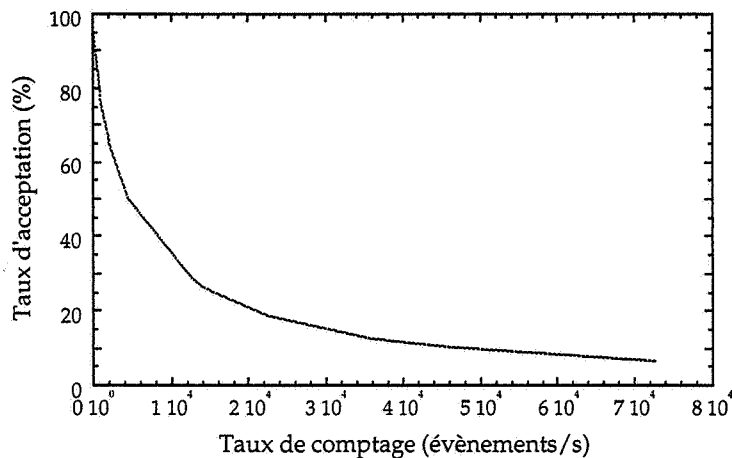


Figure VII.20 : Taux d'acceptation de l'acquisition utilisée lors de l'expérience à SATURNE

logiciel d'acquisition de données : Kmax associé à un Macintosh Power PC 9200. Cette acquisition portable, facile à installer et programmer, comporte un inconvénient majeur dans notre configuration où l'on traitait les événements un par un. Le taux d'acceptation était très faible dès que l'on comptait des événements comportant 6 paramètres à un taux de 1000 événements par seconde (figure VII.20).

La figure VII.22 montre les noyaux qui ont été identifiés lors de cette expérience. Ceci n'a été fait que dans le cas du convertisseur de Be. Il n'a pas été possible d'identifier clairement les raies lors de l'utilisation du convertisseur d'U. Comme le montre la figure VII.21, il est clair que dans le cas du convertisseur de Be les raies sont plus nombreuses que dans le cas du convertisseur d'U. Le bruit de fond et le taux de comptage instantané étant plus important pour le convertisseur d'U, les raies gamma de la radioactivité sont noyées parmi le bruit de fond. A cause du temps mort important, nous avons seulement identifié les noyaux. Il n'aurait pas été raisonnable d'en déduire des valeurs de sections efficaces absolues. Ces mauvaises conditions d'expérience sont dues aux raisons suivantes :

- l'impossibilité de piloter le faisceau d'où la présence du faisceau sur la cible lors des mesures de radioactivité, générant un important bruit de fond
- un temps mort pour l'acquisition proche de 90% quelle que soit la mesure
- un spectre comportant de très nombreuses raies gamma, très proches les unes des autres, provenant des très nombreux noyaux produits. Certaines valeurs d'énergie gamma étant communes à plusieurs noyaux, il est difficile de les identifier

Cette expérience a le mérite d'avoir soulevé de nombreux problèmes auxquels nous devons faire face pour de prochaines expériences similaires. Pour le bon déroulement de ce type d'expérience, il faut que les conditions suivantes soient réalisées :

- le faisceau doit être coupé pendant le temps de la mesure de radioactivité.

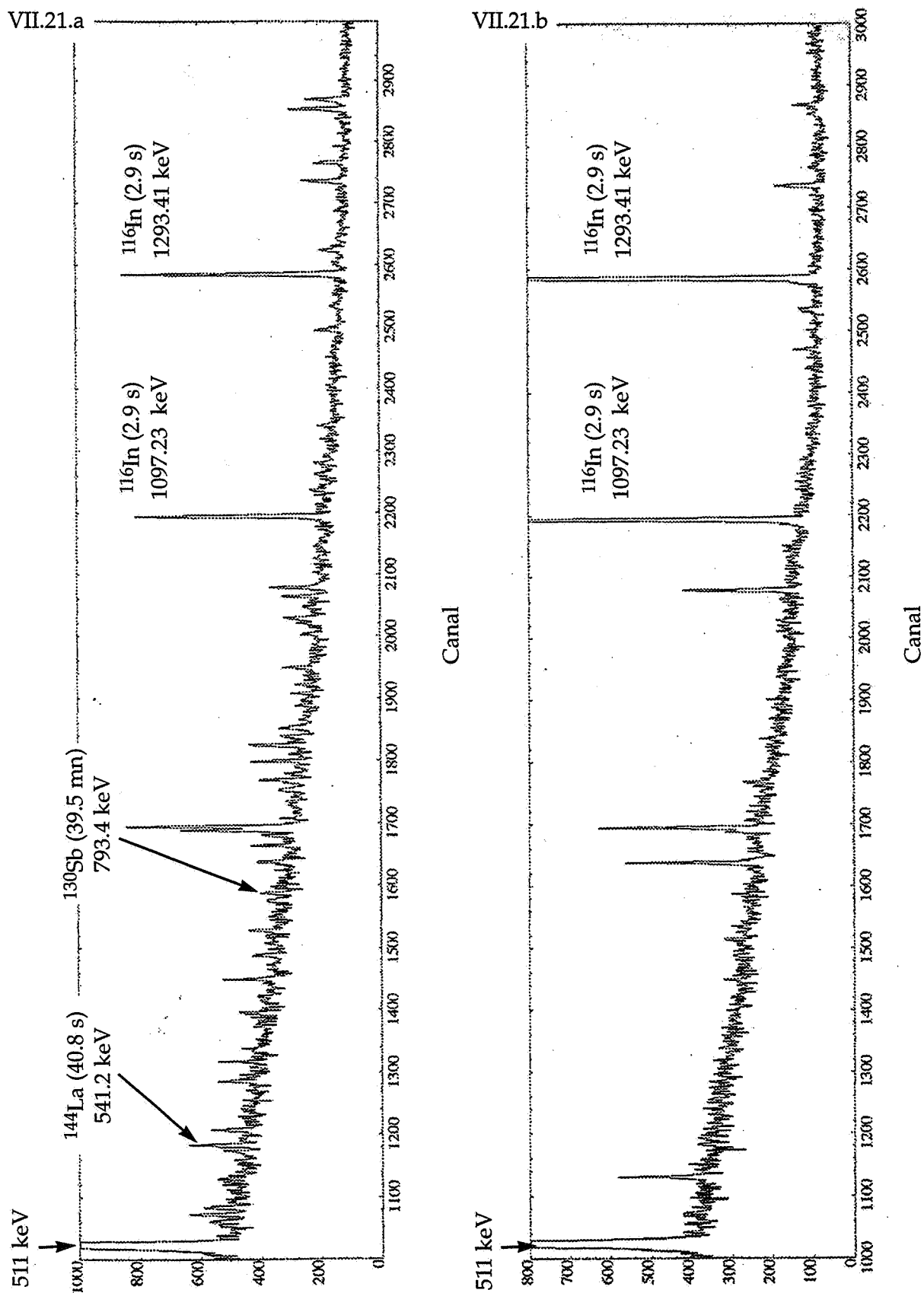


Figure VII.21 : Comparaison entre le spectre de la cible d'U dans les deux cas suivants :
 convertisseur de Be (a) et U (b)

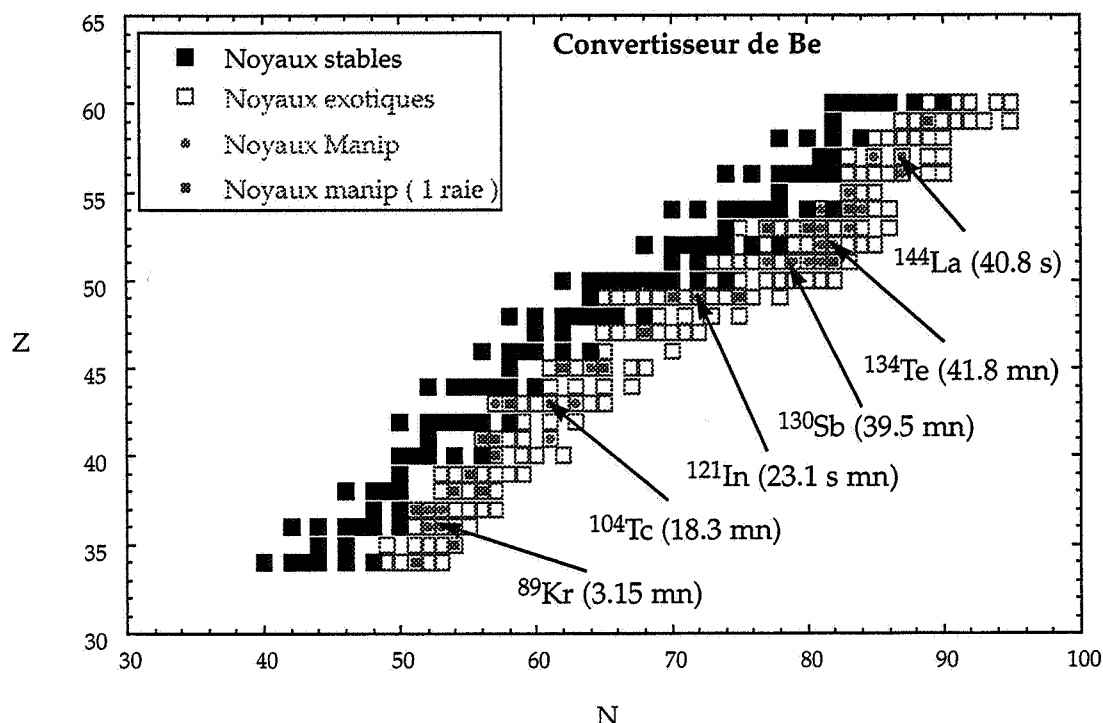


Figure VII.22 : Noyaux identifiés lors de l'expérience réalisée sur SATURNE avec un faisceau de deutons de 200 MeV, un convertisseur de Be et une cible d'U

- l'acquisition ne doit pas fonctionner événement par événement mais par buffer d'événements diminuant drastiquement le temps mort
- l'utilisation de détecteurs anti-compton permettrait de "nettoyer" les spectres en énergie des photons gamma en s'affranchissant d'une part de ceux qui n'ont pas déposé toute leur énergie dans le détecteur, d'autre part en veto contre le bruit de fond.
- une utilisation judicieuse des temps d'irradiation et de mesure est importante. Grâce à une simulation, il est possible selon le type de noyaux que l'on veut étudier (selon sa période) de prévoir à l'avance les temps d'irradiation et de mesure à utiliser lors de nouvelles expériences pour favoriser la détection des photons gamma caractéristiques des noyaux radioactifs recherchés.
- des "Run" de courte durée avec des changements fréquents de cible minimiseront le bruit de fond du spectre en éliminant les rayonnements gamma issus de nucléides de longues périodes.

Ces trois expériences ont permis de démarrer les mesures de sections efficaces de production d'atomes radioactifs par cette méthode. Dans le cadre de SPIRAL-II, un programme d'expériences et de simulations est prévu. Une mesure de la distribution en masse a été récemment faite à Jyväskylä [AYS-98] pour des deutons de 65 MeV. Cette expérience sera suivie de la mesure des distributions isotopiques pour quelques masses à l'aide du guide d'ion IGISOL [DEN-97]. D'autres mesures à plus haute énergie seront réalisées ultérieurement à KVI [SAI-97] ($E_d = 80$ MeV et 200 MeV). D'autres expériences, type PARRNE1, sont programmées à Louvain-la-Neuve [COT-98] ($E_d = 50$ MeV, $I_d = 5$ μ A) en 1998 et à KVI, en 1999,

pour mesurer la diffusion des gaz hors de la cible avec différents faisceaux de deutons. A plus basse énergie au Tandem d'Orsay, des faisceaux d'ions radioactifs composés d'éléments gazeux ou condensables seront produits par la méthode ISOL avec le séparateur PARRNE2 en cours de montage [OBE-98].

Conclusion et perspectives

BILAN

L'objectif de cette thèse était l'étude et la réalisation du premier ensemble cible-source pour le projet SPIRAL. Ce projet est fondé sur la méthode ISOL pour produire un faisceau secondaire qui sera accéléré par un cyclotron compact à secteurs séparés : CIME. Cet ensemble cible-source sera le coeur du projet, il a pour but de créer les faisceaux d'ions radioactifs avec les intensités aussi fortes que possibles. Il était donc important de comprendre les multiples processus intervenant le long de la production d'un faisceau d'ions radioactifs et de réaliser un ensemble prêt à fonctionner. Dans le cadre du démarrage de SPIRAL, cet ensemble sera dédié à la production de faisceaux d'ions radioactifs multichargés de type gaz.

Nous avons montré que les caractéristiques et performances de la source R.C.E. NANO-GAN II, spécialement conçue et développée pour SPIRAL, correspondent au cahier des charges du projet : une large gamme de Q/M (≥ 0.09), des efficacités d'ionisation élevées ($\geq 10\%$), des émittances dans la limite de l'acceptance de la ligne de transport TBE et de l'injection dans CIME ($\leq 80 \pi \text{ mm.mrad}$) et une résistance au rayonnement permettant son utilisation sur une période d'au moins un mois.

La cible de carbone et le processus de diffusion des atomes radioactifs ont été largement abordés. Un premier résultat important est le calcul complet de l'équation exprimant l'efficacité de diffusion dans une cible composée de grains à partir des lois de Fick. Nous avons proposé et expérimenté une méthode originale de mesure de l'efficacité de diffusion à partir de la solution dépendante du temps. Nous avons aussi utilisé deux autres méthodes permettant de déterminer les efficacités de diffusion. De ces mesures, nous avons déduit les coefficients d'Arrhenius pour le Ne, Ar et Kr puis, pour chacun d'eux, les coefficients de diffusion D dont l'évolution avec le numéro atomique Z est quasiment constante aux incertitudes près. Nous avons montré, théoriquement et expérimentalement, que la taille des grains est l'un des paramètres clef pour la diffusion d'un gaz rare dans une cible de carbone : plus la taille des grains sera faible et plus l'efficacité de diffusion sera grande. Ce paramètre est très important pour les atomes radioactifs à court temps de vie.

La simulation permettant de connaître la distribution de la température dans les cibles, nous a permis de définir les caractéristiques des futures cibles de SPIRAL pour des faisceaux de 2 kW et 6 kW (puissance optimale qui sera utilisée pour le projet). Une étude détaillée de la cible d'Ar, destinée à une puissance de 2 kW, a montré l'influence des paramètres de la cible et du faisceau primaire (demi-angle du cône, largeur à mi-hauteur, fréquence de rotation, puissance incidente) sur la température de la cible. L'apparition d'un trou dans la cible 6 kW nous a obligés à trouver une autre solution : l'utilisation de la fenêtre d'entrée comme dissipateur de puissance. Cette solution souple devrait permettre l'utilisation de la cible pendant

un mois avec l'apparition seulement d'un trou très restreint. Il est important de noter que nous travaillons dans des conditions limites de tenue de la cible afin d'obtenir les plus forts taux de production et efficacité de diffusion.

Nous avons enfin montré que ce premier ensemble cible-source fonctionne puisqu'il a été testé à plusieurs reprises sur le banc de tests SIRa à 400 W. A partir des taux de production mesurés sur SIRa, il a été possible de déduire les taux de production et les intensités des faisceaux radioactifs que pourra délivrer SPIRAL. Dans un souci de fiabilisation, l'ensemble cible-source, utilisé pour les tests sur le séparateur SIRa, a été redéfini en simplifiant la boîte cible et son chauffage. Cet ensemble sera testé à nouveau sur SIRa pour vérifier son fonctionnement et mesurer les taux de production. La tenue de la cible sera contrôlée avec un faisceau de 2 kW de puissance à Louvain-la-Neuve. Il sera aussi nécessaire de confirmer par des expériences à 6 kW les taux de production prévus ainsi que la durée de vie des cibles 6 kW. Ces derniers tests ne pourront avoir lieu que dans la casemate de SPIRAL.

PERSPECTIVES

Les perspectives font partie intégrante de cette thèse et forment les deux derniers chapitres. La solution $1+/n+$ est la première perspective, elle est à court terme. La seconde est la production d'atomes radioactifs lourds riches en neutrons utilisant un faisceau de neutrons rapides. Elle est à plus longue échéance.

La première perspective est liée à la transformation d'un faisceau d'ions monochargés en un faisceau d'ions multichargés à l'aide d'une source R.C.E.. Nous avons montré les intérêts d'une telle méthode pour SPIRAL. Nous avons mesuré et comparé son efficacité d'ionisation par rapport à la solution NANOGAN II pour l' Ar^{8+} . La perte d'efficacité mesurée est seulement d'un facteur deux, elle sera largement compensée par les avantages de cette solution. Elle permettra une plus grande variété de faisceaux d'ions radioactifs en nature et en pureté : premièrement, les types de sources d'ions monochargés sont nombreux et permettent d'ioniser une grande partie des éléments de la carte des noyaux. Deuxièmement, il est plus aisé de séparer des faisceaux monochargés que des faisceaux multichargés. Cette solution va induire deux grands axes de recherche :

- développement d'ensemble cibles-sources spécifiques à des espèces chimiques
- développement d'une source multichargée très performante permettant d'atteindre des états de charge plus élevés et des efficacités d'ionisation plus importantes que pour la source NANOGAN II.

Une autre grande voie de recherche, à laquelle j'ai participé, est la production de noyaux riches en neutrons et de masses élevées. La méthode de production de ces noyaux par fragmentation du projectile sur une cible s'avère mal adaptée à ces noyaux. La méthode de production étudiée est la fission de l'uranium par un faisceau de neutrons rapides, eux-mêmes produits par la cassure d'un deuton. Les résultats montrent que cette méthode est possible et permet d'espérer atteindre de fortes intensités. Pour le moment, ce sujet nécessite de nombreuses expériences pour déterminer les meilleurs paramètres possibles : énergie des deutons, type du convertisseur, géométrie de l'ensemble convertisseur/cible d'uranium, sources d'ionisation, radioprotection...

Dans le souci de calculer les intensités des faisceaux radioactifs et de déterminer les cibles les plus efficaces, il est nécessaire de mesurer les coefficients d'Arrhenius de la diffusion des atomes dans le carbone graphite. Ces valeurs manquent actuellement pour de nombreux noyaux. Il est nécessaire d'effectuer des campagnes de mesures pour les éléments radioactifs que SPIRAL produira à l'aide des méthodes explicitées dans le chapitre IV.

Nous avons seulement présenté les résultats de quelques faisceaux radioactifs. Lors des expériences avec l'ensemble cible-source NANOGAN II, d'autres faisceaux $^{14,15}\text{O}$, $^{12,13}\text{N}$ ont été produits avec des intensités très prometteuses. Les intensités obtenues n'étaient pas optimales puisque la nature du faisceau primaire n'était pas le meilleur choix pour les produire. Des tests pourront être directement réalisés dans la casemate de production de SPIRAL.

Ce travail s'est inscrit dans le cadre du démarrage du projet SPIRAL. Les premières pierres de l'édifice sont posées, il reste encore un important travail de R&D et de fiabilisation. L'avenir de SPIRAL n'aura de sens que si de nouveaux faisceaux d'ions radioactifs sont développés.

Au cours de la rédaction de ce document, j'ai voulu présenter une revue aussi large et exhaustive que possible de la problématique liée à la production d'ions radioactifs pour SPIRAL. Il est bien évident qu'il s'agit là d'un travail d'équipe auquel ont participé de nombreux acteurs. Leur contribution est régulièrement citée dans les références qui émaillent l'exposé. Mon travail a plus particulièrement porté sur :

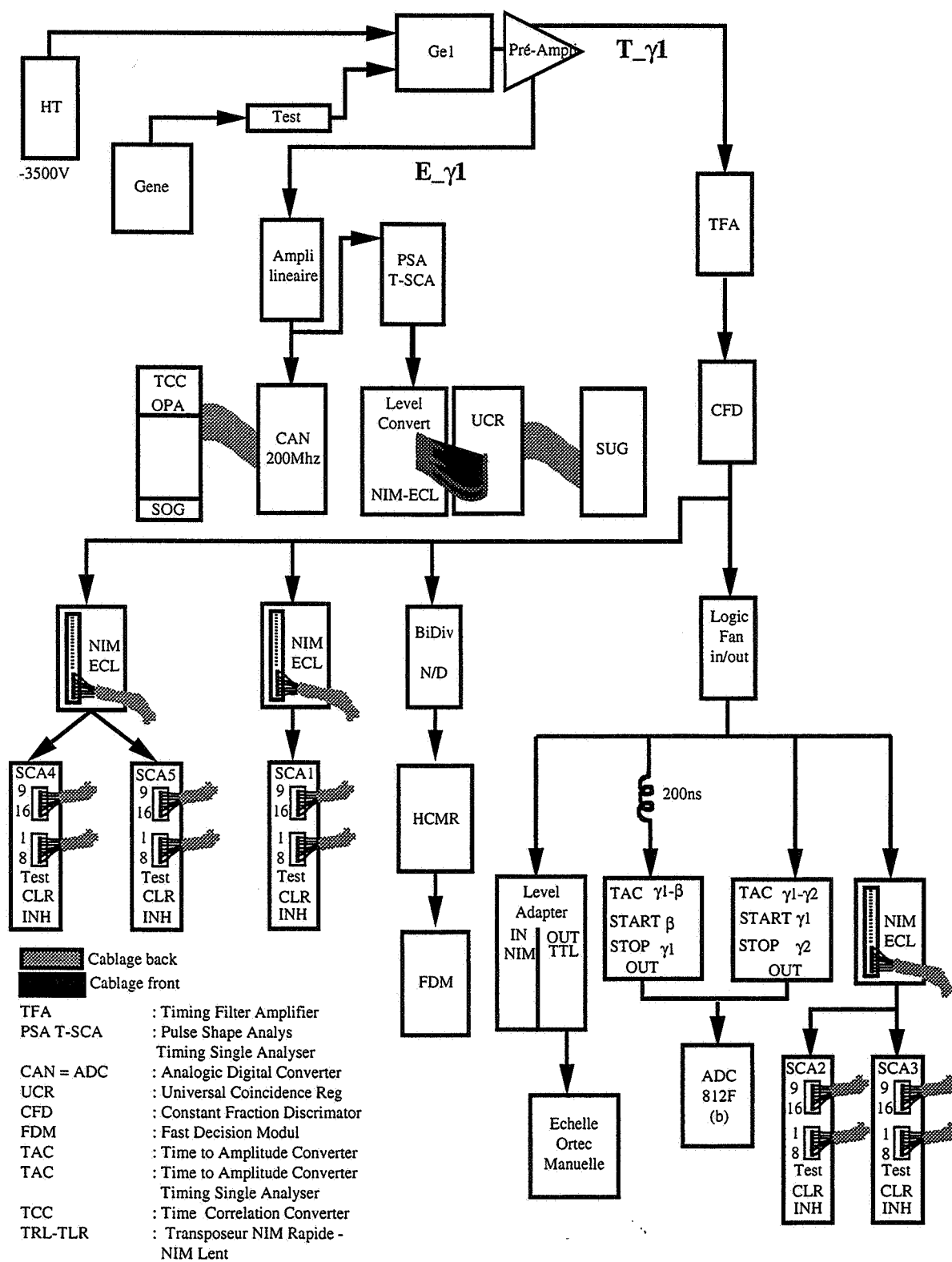
- études détaillées de la source NANOGAN II
- mise en place de l'ensemble cible-source NANOGAN II en SIRa
- réalisation et analyse des expériences visant à mesurer les taux de production des gaz rares ainsi que l'extraction des coefficients d'Arrhenius.
- développement de nouvelles méthodes de mesure et d'analyse des coefficients d'Arrhenius
- études détaillées des cibles pour SPIRAL à l'aide de la simulation décrite au chapitre II
- études détaillées de la source d'ions monochargés PICOCHAN
- mesure de l'efficacité globale d'ionisation de l'Ar en Ar^{8+} à l'aide de la solution $1+/n+$
- participation à l'élaboration de l'ensemble cible-source MONOLITHE
- recherches bibliographiques et analyse de la production d'un faisceau de neutrons rapides dans le cadre de SPIRAL-II
- participation à l'expérience PARRNE1 ayant pour but de mesurer le taux de production des atomes radioactifs de masse élevée et de type gaz rares
- réalisation et analyse de l'expérience SATURNE dont le but était de mesurer les sections efficaces absolues de production d'atomes radioactifs riches en neutrons issus des fragments de la fission de ^{238}U induite par des neutrons rapides

Annexes

Les deux annexes suivantes correspondent aux schémas de l'acquisition de données utilisée avec le séparateur SIRa (Annexe A) et lors de l'expérience SATURNE (Annexe B). Dans le cas de l'acquisition SIRa qui comporte de nombreuses combinaisons, c'est l'acquisition standard qui est présentée.

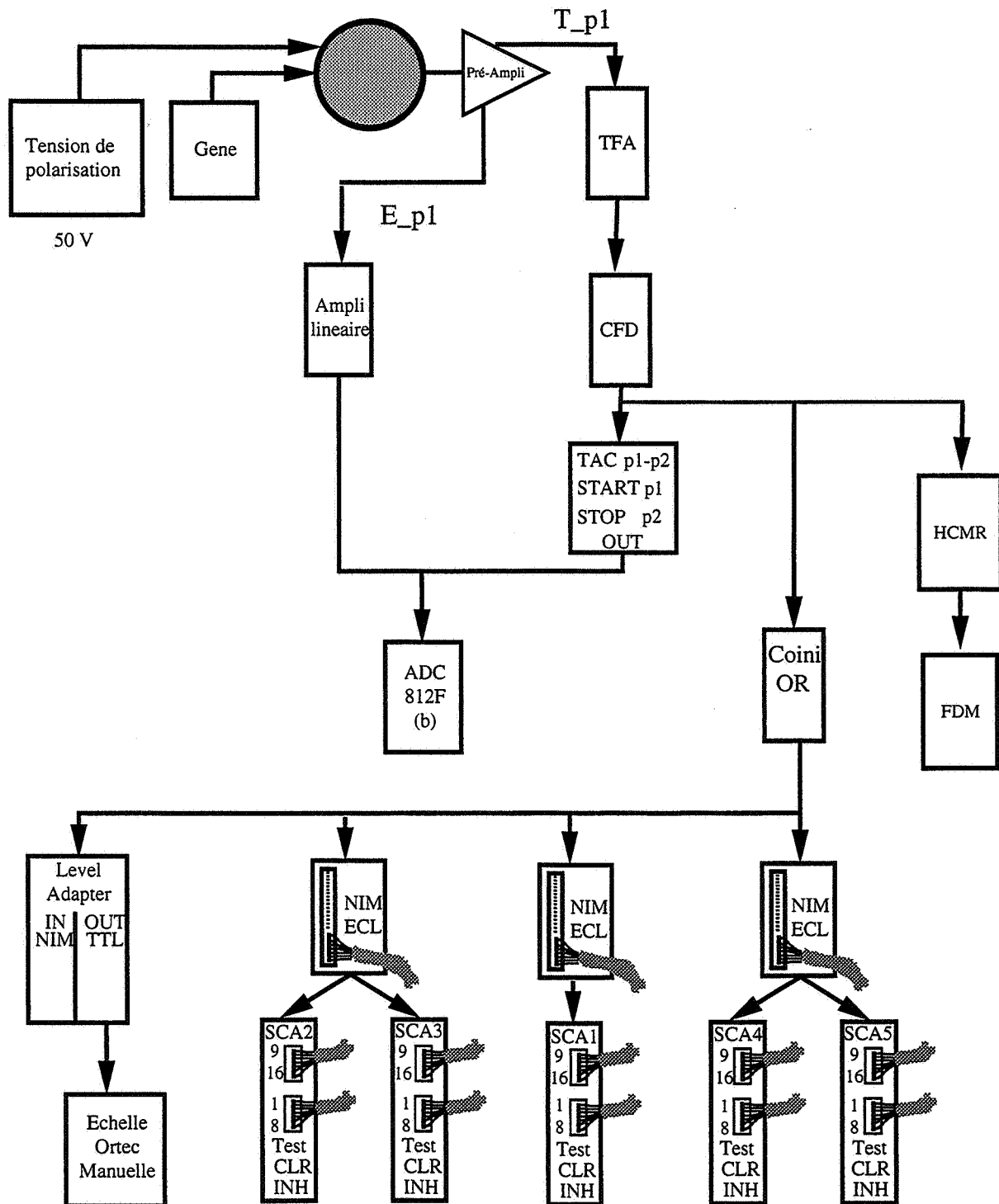
Annexe A : Schéma de l'acquisition utilisée sur le séparateur SIRa

Détecteur Germanium n°1 : Germaine

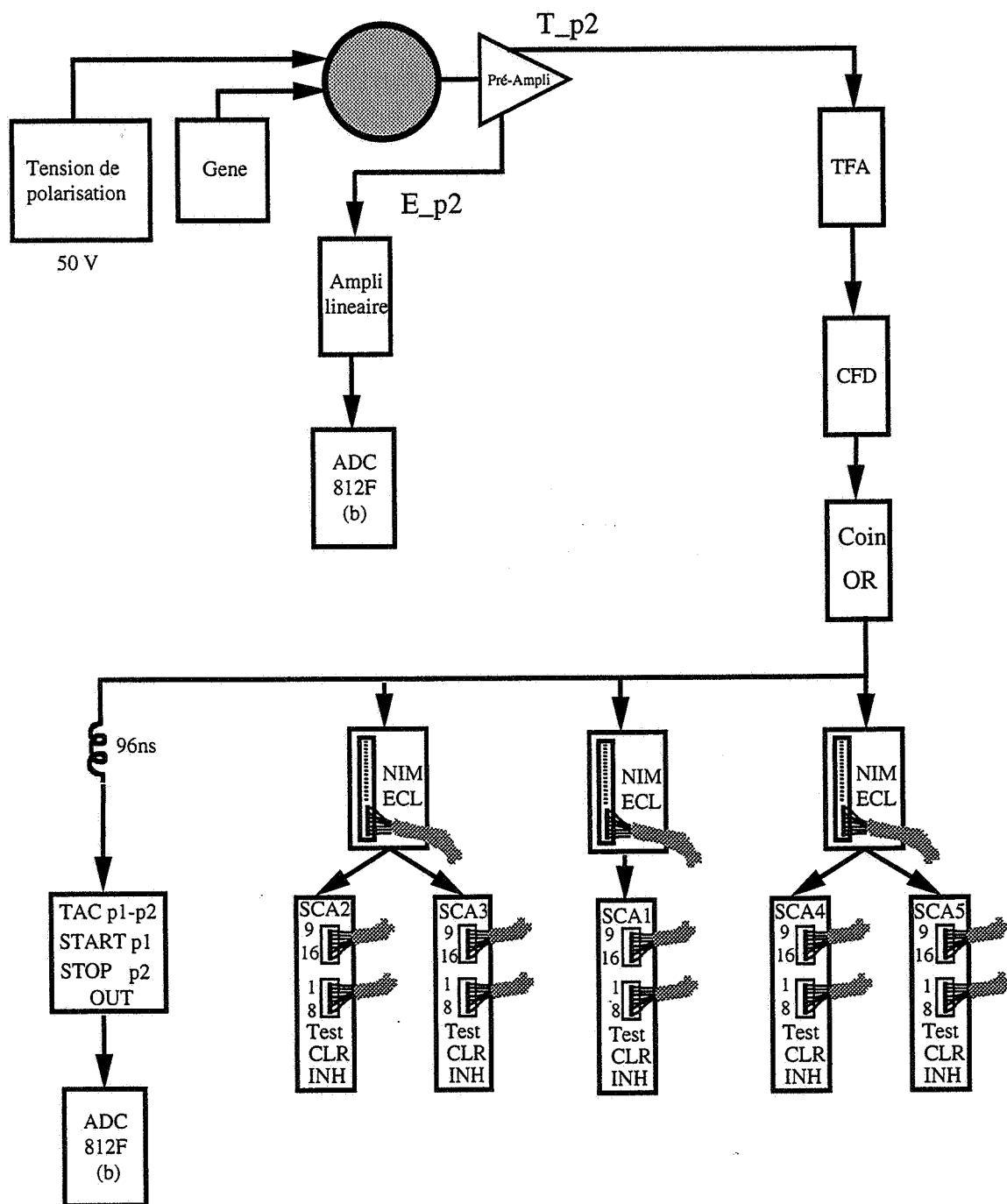


Détecteur Silicium n°1

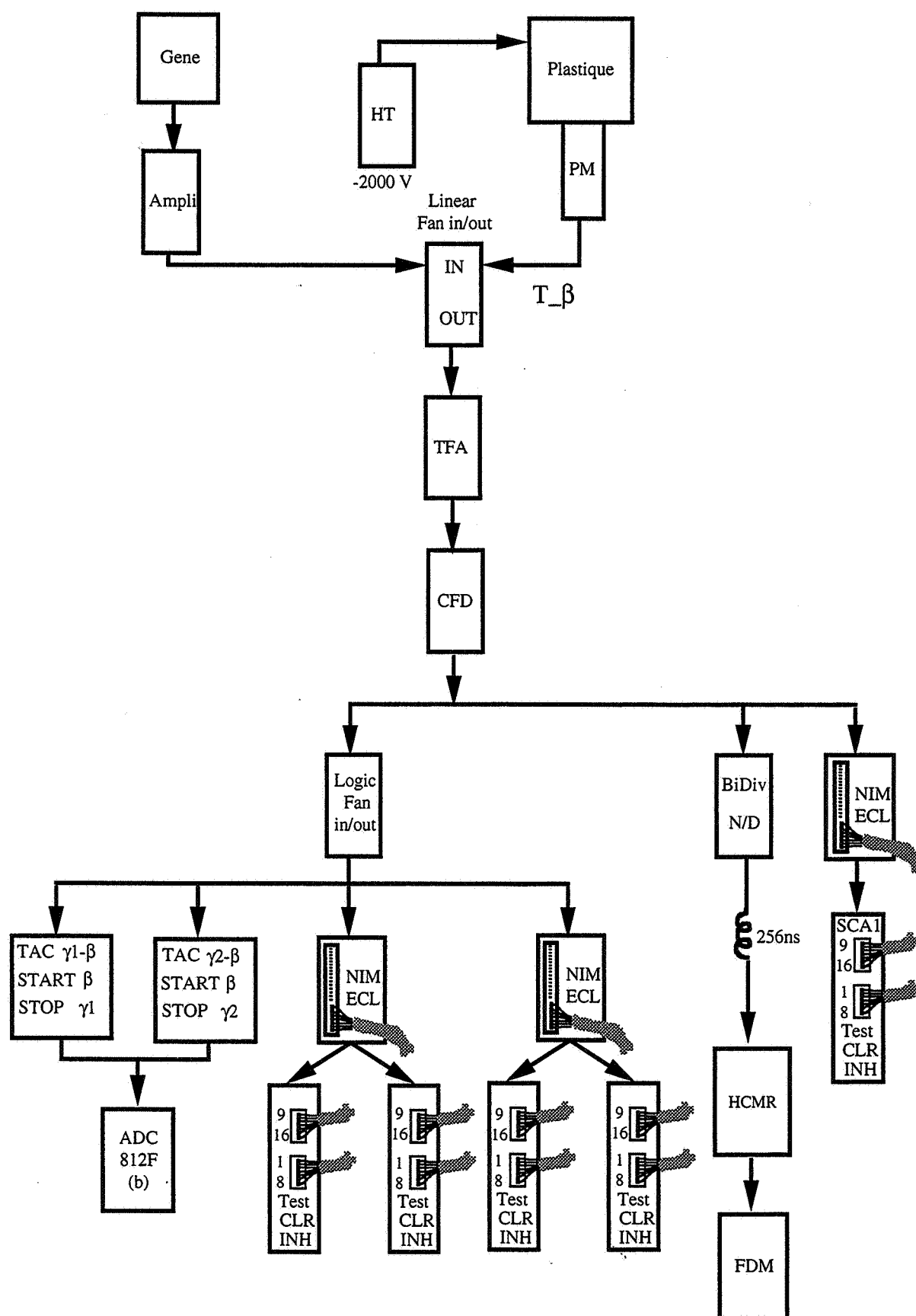
(en première position par rapport au faisceau d'ions radioactifs)



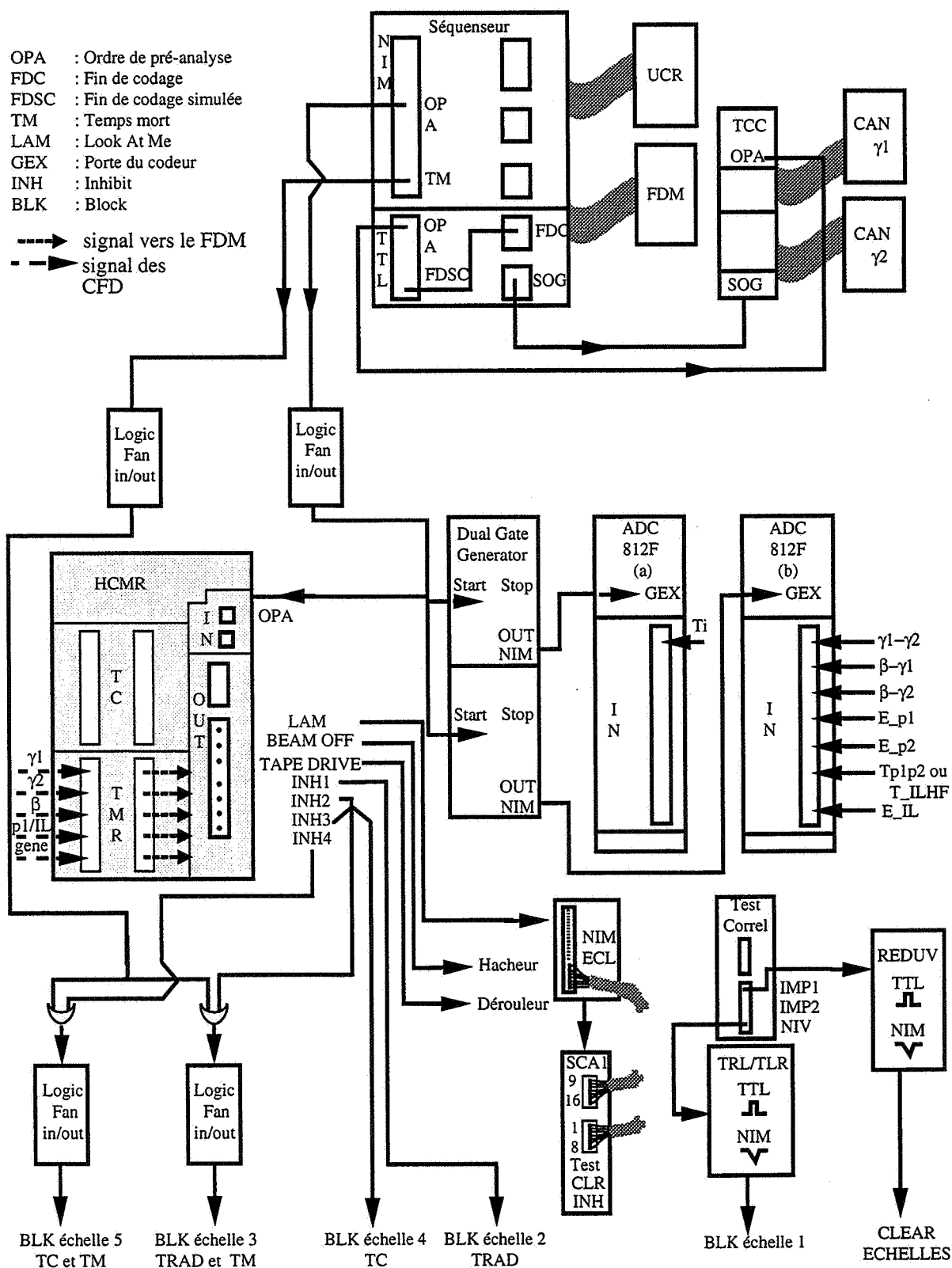
Détecteur Silicium n°2
(en seconde position par rapport au faisceau d'ions
radioactifs)



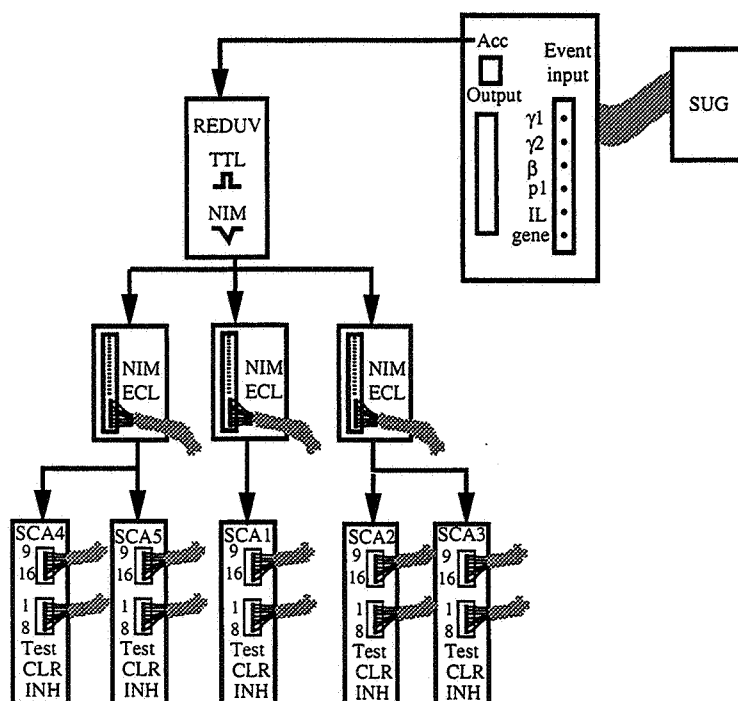
Détecteur Plastique



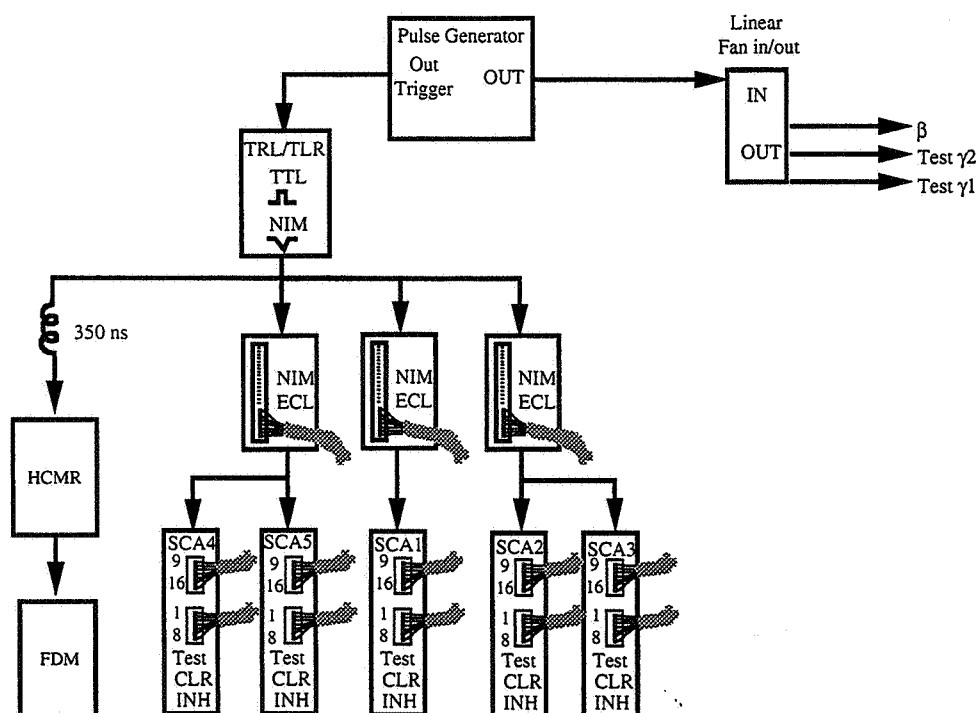
SUG : Séquenceur d'Utilité Général



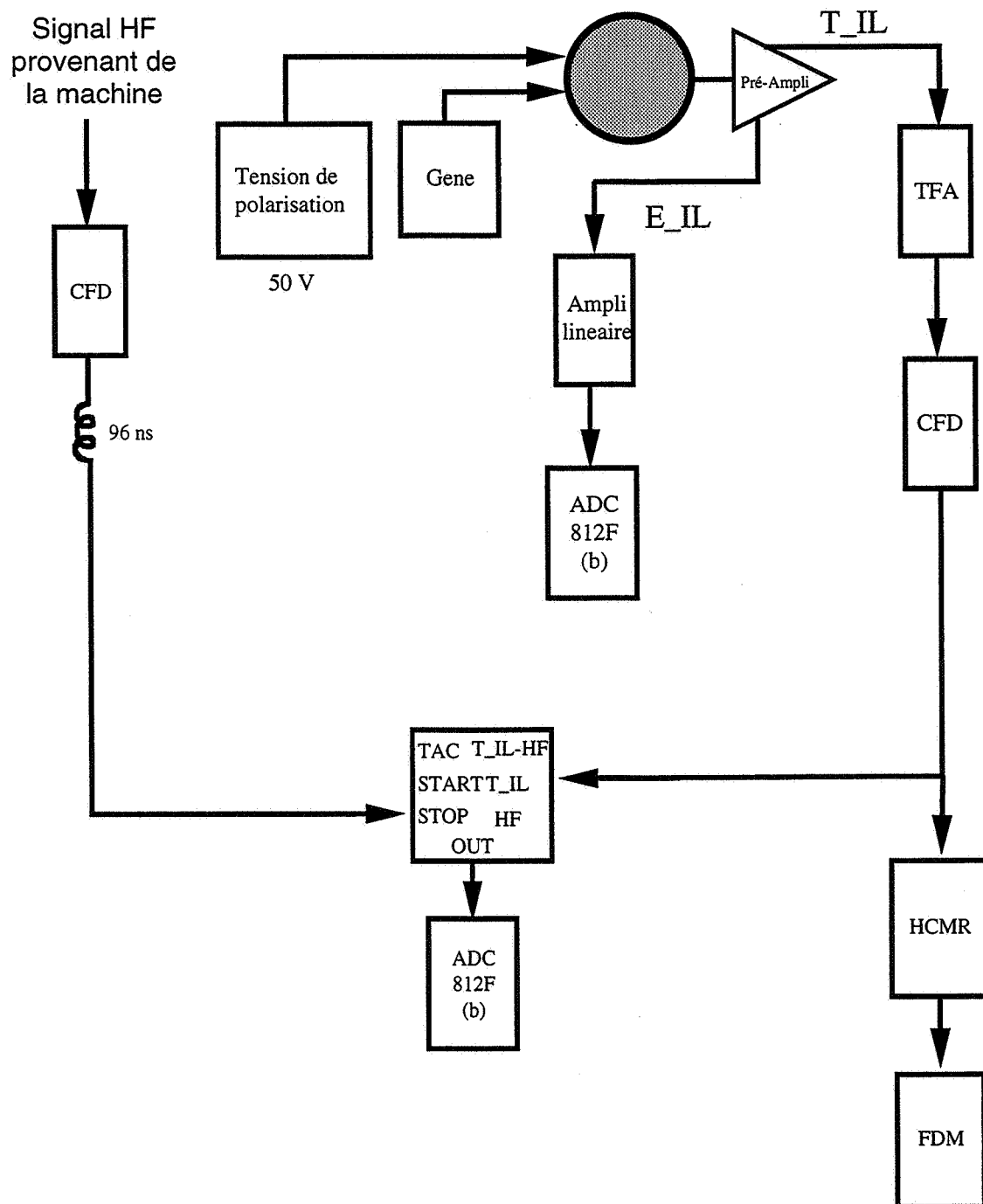
FDM : Fast Decision Modul



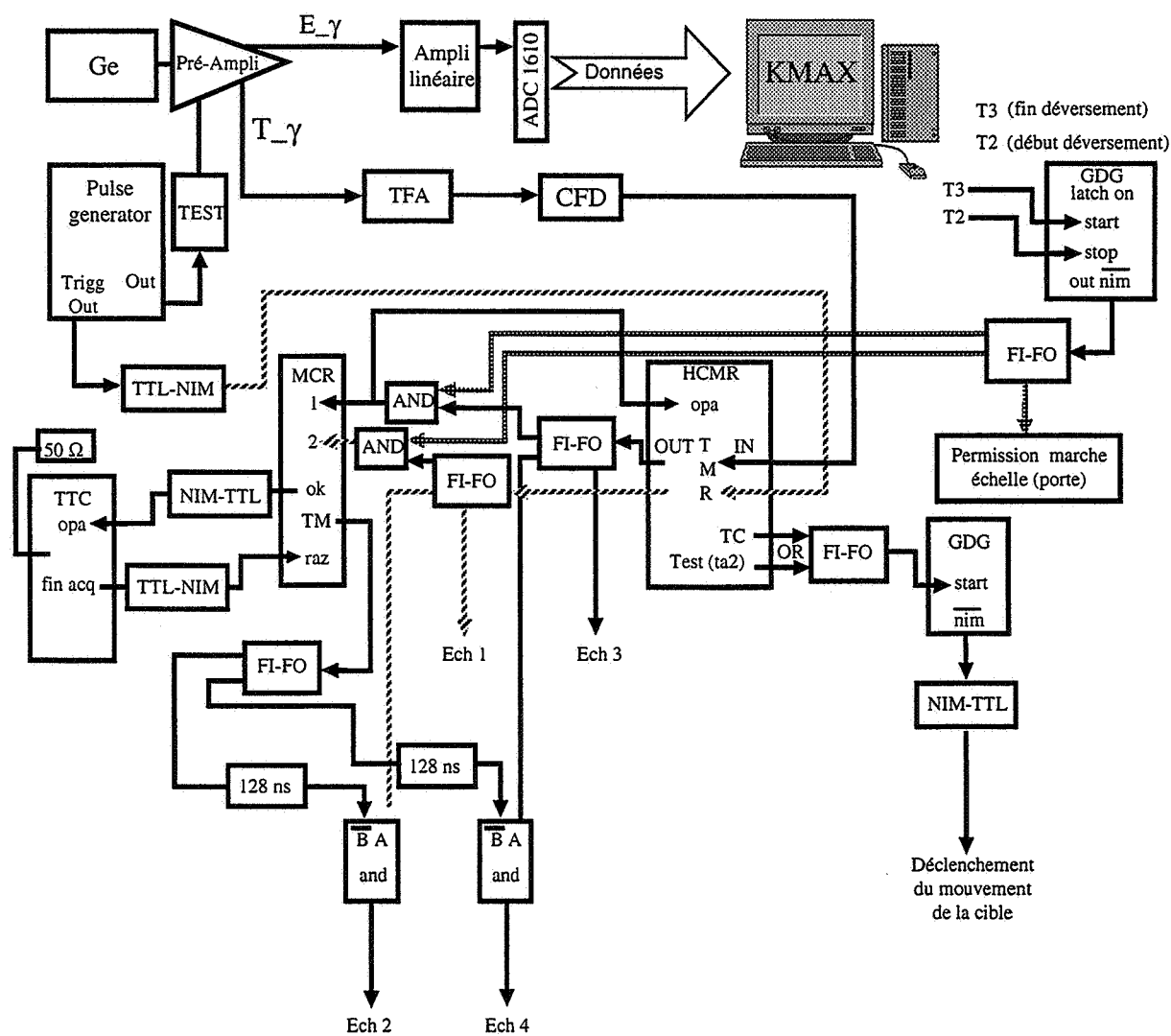
Le générateur de pulses



Electronique pour l'identification des
noyaux radioactifs créés avec SISSI



Annexe B : Schéma de l'acquisition utilisée pour l'expérience SATURNE



Références bibliographiques

[AGU-92] M. Aguer et al., *Experimental Nuclear Astrophysics with radioactive beams*, International Workshop on the Physics and Techniques of Secondary Nuclear Beams, March 23 - 25, Dourdan, France, edited by J.f. Bruandet, B. Fernandez et M. Bex, Frontières, p.175 - 190, 1992

[ANL-95] *Concept for an advanced Exotic Beam Facility based on ATLAS*, Physic Division, Argonne National Laboratory

[ANN-87] R. Anne et al., *The achromatic spectrometer LISE at GANIL*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A257 (1987) 215

[ANN-92] R. Anne and A.C. Mueller, *LISE3 : A magnetic spectrometer-wien filter combination for secondary radioactive beam production*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B70 (1992) p. 276 - 285

[ANN-93] R. Anne, *On Line Isotopic Separator Test Benches at Ganil*, IEEE Particle Accelerator conference, New York, USA, Vol. 3, 1993, p. 1792 - 94

[ANN-97] R. Anne, *Sissi at Ganil*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B (1997) 279 - 283

[ANT-85] T. A. Antaya et al., VI International Workshop on E.C.R.I.S., Berkeley, CA, USA, edited by C. Lyneis, LBL, PUB 5143, p. 107

[ARI-96] J. Arianer, *Les sources de particules chargées*, cours du D.E.A. Grands Instruments Paris VI, 1996

[ARM-96] P. Armbruster et al., *Low-energy fission investigated in reactions of 750 A.MeV ^{238}U ions with Pb and Be targets*, Zeitschrift für Physik A355 (1996) 191 - 201

[ARN-92] M. Arnould, *From the nuclear physics laboratory to the cosmos*, International Workshop on the Physics and Techniques of Secondary Nuclear Beams, March 23 - 25, Dourdan, France, edited by J.f. Bruandet, B. Fernandez et M. Bex, Frontières, p. 175 - 190, 1992

[AUG-89] G. Auger et al., *Mass measurement with the GANIL cyclotrons*, The first International Conference on Radioactive Nuclear Beam, 16 - 18 October 1989, Berkeley, California, USA, edited by W.D. Myers, J.M. Nitschke and E.B. Norman, World Scientific, p. 465 - 466

- [AUG-94] G. Auger, *A cyclotron as a high resolution mass spectrometer for fast secondary ions*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A350 (1994) 235 - 243
- [AUG-76] L. S. August et al., *Stripping-theory Analysis of Thick-target Neutron Production for D+Be*, Physical Medical Biology, Vol. 21, No 6, p. 931 - 940, 1976
- [AXE-97] L. Axelsson et al., *Beta decay of ^{31}Ar* , preprint submitted to Elsevier Preprint
- [AYS-97] J. Äystö et al., *New results on Supersymmetric Fission at Intermediate Energy*, Preprint 16, Department of Physics, University of Jyväskylä, 1997
- [BAB-71] S. Baba et al., *Mass distribution and the total fission cross section in the fission of ^{238}U with protons of energies ranging between 13 and 55 MeV*, Nuclear Physics A175 (1971) 177 - 198
- [BAJ-97] O. Bajeat, communication privée
- [BAR-93] R. Barjon, *Physique des réacteurs nucléaires*, édité par SEILC, 1993
- [BAR-95 a] E. Baron et al., *Upgrading the GANIL facilities for high-intensity heavy ion beams (T.H.I. Project)*, Proceedings of the 14th International Conference on Cyclotron and Their Applications, IEEE, Cap town, South Africa, edited by J.C. Cornell
- [BAR-95 b] E. Baron et al., *The high power target system for SISSI, an intense source of secondary ions*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 362 (1995) 90 - 93
- [BAR-98] E. Baron et al., *Experience with the high intensity operation of the GANIL facility*, Proceedings of the XV International Conference on Cyclotron and their Applications, Caen, France, 14th - 19th June, 1998
- [BAR-78] H. H. Marshall, *Intense source of fast neutrons*, Annual Reviews Nuclear Scientific, 28, p. 207 - 237, 1978
- [BAR-92] C. Barué et al., *Hot electron studies in the Minimafox ECR Ion Source*, Review of Scientific Instrument, Vol. 63, No 4, p. 2844 - 2846, 1992
- [BEL-92] J. L. Belmont et al., *The PIAFE project at Grenoble*, Proceedings of International Workshop on the Physics and the Techniques of secondary nuclear beams, Dourdan, France, 23 - 25 Mars, p. 407, édité par J.F. Bruandet, B. Fernandez, M. Bex, Nouvelles frontières 1992
- [BEN-97] J. R. J. Bennet et al., *Targets for the production of high intensity radioactive ion beams*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B126 (1997) 105 - 112
- [BER-96] M. Bernas, *^{238}U projectile fission and discovery of ^{78}Ni* , Proceedings of the International Workshop XXIV on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations, Hirschegg, Austria, January 15 - 20, edited by H. Feldmeier, J. Knoll, and W. Nörenberg, p. 56 - 66, 1996
- [BER-98 a] P. Bertrand, communication privée
- [BER-98 b] P. Bertrand, communication privée

- [BET-53] H. A. Bethe and J. Ashkin, *Experimental Nuclear Physics*, Ed. E. Segré 1 (1953)
- [BEV-69] P. R. Bevington, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, McGRAW-HILL BOOK COMPANY, New York, 1969
- [BEY-77] G. J. Beyer et al., *Trace Diffusion of Different Nuclear Reaction Products in Polycrystalline Tantalum*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 146 (1977) 419 - 430
- [BIM-95] R. Bimbot, *Nuclear Physics with Radioactive Beams*, Appl. Radiat. Iso., Vol. 46, No 6/7, p. 537 - 542, 1995
- [BLA-96] B. Blank, *Two-proton ground-state emission : the search for a new radioactivity*, Proceedings of the First International Workshop on Physics of Unstable Nuclear Beams, editors C.A. Bertulani, L. F. Canto and M. Hussein, World Scientific, p. 234 - 241, 1996
- [BOL-96] G. Bollen, *Direct mass measurements at ISOLDE*, Proceedings of the International Workshop XXIV on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations, Hirschegg, Austria, January 15 - 20, edited by H. Feldmeier, J. Knoll, and W. Nörenberg, p. 169 - 176, 1996
- [BOU-98] J. L. Bouly et al., *Ion Charge State Increase $1+ \rightarrow N+$ for the Acceleration of Alkali and Metallic Radioactive Ion Beams*, Proceedings of the European Particle Accelerators Conference 98', Stockholm, Sweden, 1998
- [BOY-97] L. Boy, *Problèmes posés par l'accélération d'ions radioactifs dans le projet SPIRAL. Réglage et stabilisation de l'accélérateur*, thèse de l'Université Paris VI, Septembre 1997
- [BRI-92] P. Bricault, *An on line isotopic separator test bench at GANIL*, Proceedings of the 13th International Conference on Cyclotrons and Applications, Vancouver, 1992
- [BRI-96] J.P. Briand et al., *Interaction of slow $Ar^{(17,18)+}$ ions with C_{60} : An insight into ion-surface interactions*, Physical Review A, Vol. 53, No 5, 1996
- [BRO-96] B.A. Brown and P.G. Hansen, *Proton halo in the $1s0d$ shell*, Physics Letters B381 (1996) 391 - 396
- [BRO-89] I.G. Brown, *The Physics and Technology of Ion Sources* édité par Ian G. Brown, J. Wiley & Sons, 1989
- [BRU-98] Bru, *Optique de la ligne SIRa*, communication privée, 1998
- [CAR-78] L. C. Carraz et al., *Fast release of nuclear reaction products from refractory matrices*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 148 (1978) 217 - 230
- [CAS-96] A. Cassimi et al., *State-selective electron capture in low velocity multiply charged ion, helium collisions*, Physical Review Letters, Vol.76, No 20, p. 3679 - 3682, 1996
- [CHA-32] J. Chadwick, Nature, Vol. 129, p. 312 et Proc. Roy. Soc. (London) A316, p. 692, 1932

- [CHA-96] M. Chartier et al., *Mass measurement of the doubly-magic nucleus ^{100}Sn* , Proceedings of the First International Workshop on Physics of Unstable Nuclear Beams, editors C.A. Bertulani, L. F. Canto and M. Hussein, World Scientific, p. 354 - 361, 1996
- [CHA-70] J. Chaumont, thèse de l'Université d'Orsay, 1970
- [CLA-95] F. Clapier, N. Pauwels and J. Proust, *Neutron induced activation and transmutation, Heavy ion induced isotope production with C, Ne, Ar, Kr at 100A.MeV*, 2nd Specialists' Meeting on Shielding aspects of accelerators, targets and irradiation facilities, OECD/NEA/NSC, 12 - 13 October 1995, CERN, Geneva, Switzerland
- [CLA-98] F. Clapier et al., *Exotic beams produced by fast neutrons*, Physical Review Special Topics, New York, 1998
- [COS-87] J.R. Cost et al., *Radiation effect in rare earth permanent magnets*, Proceedings of the Materials Research Society Symposium, Vol. 96, p. 321 - 327, 1987
- [COT-98] E. Cottureau et al., *Fission induite par neutrons rapides produits avec des deutons de 50 MeV à forte intensité avec PARRNE1*, Proposition d'expérience au CRC de Louvain-la-Neuve, Septembre 1998
- [CRA-75] J. Cranck, *The mathematics of diffusion*, seconde édition édité par Clarendon, Oxford, 1975
- [CUR-32] M. Curie et F. Joliot, C. R. Acad. Sci (Paris), Vol. 194, p. 273, 708, 876, 2208, 1932
- [DAN-47] S.M. Dancoff, *Disintegration of the Deuteron in Flight*, Physical Review, Vol. 72, p. 163, 1947
- [D'AU-97] J. M. D'Auria et al., *The TISOL facility at TRIUMF : operational status at 10 years*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B126 (1997) 7 - 11
- [DAU-85] R. Dautray et al., *Analyse mathématique et Calcul numérique pour les Sciences et Techniques*, tome 3 édité par Masson, p. 93 - 150, 1985
- [DEL-94] J. L. Delcroix et A. Bers, *Physique des plasmas 1 et 2*, Savoirs actuels, InterEditions/CNRS Editions, mars 1994
- [DEN-97] P. Dendooven, *The developpement and status of the IGISOL technique*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B126 (1997) 182 - 189
- [DEN-98] P. Dendooven, *Fragment isotopic distribution in ^{238}U (n,f) reaction at intermediate Energy*, Proposal to the scientific Program Advisory Committe of JYFL, September 1998
- [DOB-96] J. Dobaczewski, W. Nazarewicz and T.R. Werner, *Pairing effects in nuclei near the neutron drip line*, Proceedings of the International Workshop XXIV on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations, Hirschegg, Austria, January 15 - 20, edited by H. Feldmeier, J. Knoll, and W. Nörenberg, p. 214 - 227, 1996

- [DOM-92] M. Dombisky et al., *Targets and ion sources at the TISOL facility*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B70 (1992) 125 - 130
- [EIC-85] B. Eichler, S. Hübener und H. Roßbach, *Adsoption flüchtiger Metalle auf metallischen Oberflächen und ihre Anwendung in der Kernchemie, Berechnung der Adsorptionseigenschaften der Actinoide*, Akademie der Wissenschaften der DDR, Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf bei Dresden, ZFK - 560, 561, Juli, August 1985
- [ENG-1995] Ch. Engelmann et al., *Production and identification of heavy Ni isotopes : evidence for the doubly magic nucleus ^{78}Ni* , Zeitschrift für Physik A352 (1995) 351 - 352
- [FER-81] J. Fermé, M. Gouttefangeas and the GANIL group, *Status report on GANIL*, Proceedings of the Ninth International Conference on Cyclotron and Their Applications, Les éditions de la Physiques, Caen, France, 7 - 10 September, 1981, edited by G. Gendreau, p. 3 - 11
- [FIC-1885] A. Fick, Ann. Physik, Leipzig, 170, p. 59, 1855
- [FOU-96] P. Foury et al., *Thermal dynamic studies of ISOL targets*, communication privée, 1996
- [FUJ-81] M. Fujioka et al., *Diffusion of radioisotopes from solids in the form of foils, fibers and particles*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 186 (1981) 409 - 412
- [GEL-82] R. Geller et al., *Le chauffage stochastique des électrons par la résonance cyclotronique électronique. Etude expérimentale d'un plasma dans une structure à puit magnétique*, EUR-CEA-FC-1138, 1982
- [GEL-86] R. Geller, B. Jacquot, P. Sortais, *The upgrading of the multiply charged heavy ion source MINIMAFIOS*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A243 (1986) 244 - 254.
- [GEL-90] R. Geller, *Highly charged ECR ion sources : summary and comments*, Review Scientific Instrument, Vol. 61, January 1990
- [GEL-96 a] R. Geller, *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1996
- [GEL-96 b] R. Geller et al., *The ISOL-MAFIOS Source*, Review of Scientific Instrument, Vol. 67, No 3, March 1996
- [GER-76] M. Gerl, *Phénomènes de transport*, Techniques de l'Ingénieur, A 247,1, p. 6 - 13, 1976
- [GIL-86] A. Gillibert et al., *Mass measurement of light neutron rich fragmentation products*, Physics Letters B, Vol. 176, No 3, 4, p. 317 - 321, 1986
- [GIR-97] A. Girard et al., *Simulation of an ECR plasma*, Proc 18th International Workshop on ECR Ion Sources, College Station, Texas USA, édité par P. May and E. Ramirez, 26 - 28 Février, 1997
- [GRA-77] P. Grand and N. Goland, *An intense neutron source base upon the deuteron-stripping reactions*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 145 (1977) 49 - 76

- [GUE-96] D. Guerreau, *The SPIRAL radioactive beam facility at GANIL*, Proceedings of the First International Workshop on Physics of Unstable Nuclear Beams, editors C.A. Bertulani, L. F. Canto and M. Hussein, World Scientific, p. 69 - 76, 1996
- [GUI-94] P. Guiraldend, *Diffusion dans les métaux*, Techniques de l'Ingénieur, M 11/M 55, p. 1 - 40, 1994
- [HAB-97] D. Habs et al., *The REX-ISOLDE project*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B126 (1997) 218 - 223
- [HAG-87] H. L. Hagedoorn et al., *Emission matching of ECR Sources*, International Conference on ECR Ion Sources and their applications, East Lansing, NSCL Report MSUCP-47, 1987
- [HAG-92] E. Hagebø et al., *New production systems at ISOLDE*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B70 (1992) 165 - 174
- [HAN-95] P.G. Hansen, *Nuclear Halos: Structure and Reactions*, Nuclear Physics A588 (1995) 1c - 10c
- [HEß-96] F.P. Heßberger, *GSI Experiments on the synthesis of superheavy elements*, Proceedings of the International Workshop XXIV on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations, Hirschegg, Austria, January 15 - 20, edited by H. Feldmeier, J. Knoll, and W. Nörenberg, p. 1 - 10, 1996
- [HEI-76] P.H. Heintz, S.W. Johnsen and N.F. Peek, *Neutron energy spectra and dose-distribution spectra of cyclotron-produced neutron beams*, Medical Physics, Vol. 4, No 3, 1977
- [HEN-97] W.F. Henning, *Physics with energetic radioactive ion beams*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B126 (1997) 1 - 6
- [HUS-95] M.S. Hussein et al., *Fusion of Halo Nuclei*, Nuclear Physics A588 (1995) 85c - 90c
- [JAC-88] B. Jacquot et al., *Source d'ions lourds caprice 10 GHz $2\omega_{ce}$* , Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A269 (1988) 1 - 6
- [JAE-72] F. Jaeger et al., *Theory of electron cyclotron resonance heating I. Short time and adiabatic effects*, Plasma Physics, Vol. 14, p. 1073, 1972
- [JAR-97] P. Jardin et al., *Contraintes liées à la production de faisceaux d'ions radioactifs pour le projet SPIRAL*, Journée Source d'Ions, Saclay, France, 2 et 3 Juin 1997
- [JEA-40] Sir J. Jean, *Introduction to the Kinetic Theory of Gases*, Cambridge University Press, 1940
- [JON-96] B. Jonson, *Halo nuclei*, Proceedings of the International Workshop XXIV on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations, Hirschegg, Austria, January 15 - 20, edited by H. Feldmeier, J. Knoll, and W. Nörenberg, p. 296-305, 1996
- [JOU-91] A. Joubert et al., *The SISSI Project : An Intense Secondary Ion Source Using Superconducting Solenoid Lenses*, IEEE Particle Accelerator Conference, San Francisco, USA, Vol. 1, 1991, p. 594 - 97

- [JOU-93] A. Joubert, *SPIRAL : A radioactive ion beam facility at GANIL*, Proceedings of the 1993 Particle Accelerator Conference, Vol. 3, edited by IEEE, New York, USA, p. 1789 - 1791, 1993
- [KAN-98] S. Kandri-Rody, *Low Energy Identification of the Radioactive Beams for SPIRAL*, Proceedings of the XV International Conference on Cyclotron and their Applications, Caen, France, 14th - 19th June, 1998
- [KEL-90] R. Keller, *Ion extraction systems : optics and design*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A298 (1990) 247 - 254
- [KIR-86] R. Kirchner, *An ion source with storage capability for benched beam release and controlled chemical separation*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A247 (1986) 265 - 280
- [KIR-87] R. Kirchner, *An ion source with bunched beam release*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B26 (1987) 204 - 212
- [KIR-92] R. Kirchner, *On the release and ionisazation efficiency of catcher-ion-source systems in isotope separation on-line*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B70 (1992) 186 - 199
- [KIR-95] R. Kirchner, *Ion sources for radioactive beams and related problems*, Review of Scientific Instrument, Vol. 67, No 3, March 1996
- [KIR-97] R. Kirchner, *Release studies of elementary and metal-fluoride ions at the GSI on-line mass separator*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B126 (1997) 135 - 140
- [KRE-67] F. Kreith, *Transmission de la chaleur et thermodynamique*, Masson et C^{ie} Editeurs, 1967
- [KRY-95] R.A. Kryger et al., *Two proton emission from the ground state of ^{12}O* , Physical Review Letters, Vol. 74, p. 860 - 863, 1995
- [KLE-96] J.P. Klein, *Etude des particules diffusées par un plasma de source d'ions à résonnance cyclotron des électrons*, thèse de l'université Paris 6, Janvier 1996
- [KUB-89] S. Kubono et al., *Unstable proton-rich nuclei relevant to the breakout process from the Hot-CNO cycle*, The first International Conference on Radioactive Nuclear Beam, 16 - 18 October 1989, Berkeley, California, USA, edited by W.D. Myers, J.M. Nitschke and E.B. Norman, World Scientific, p. 220 - 228
- [KUB-95] S. Kubuno, *Proton-rich unstable nuclei in explosive hydrogen burning*, Nuclear Physics A588 (1995) 305c - 315c
- [LAM-97] T.Lamy et al., *Production of multicharged radioactive ion beam: New results for the $1+ \rightarrow N+$ method with the SARA-CAPRICE and MINIMAFIOS ECRIS*, ICIS'97, 7th International Conference on Ion Sources, September 7 - 13, 1997, Taormina, Italy
- [LAU-95] B. Launay, *The diagnostic systems for the SPIRAL R.I.B. Facility*, Proceedings of the 14th International Conference on Cyclotron and Their Applications, IEEE, Cap town, South Africa, edited by J.C. Cornell, p. 194 - 197

[LAU-97 a] B. Laune, *The SPIRAL radioactive ion beam facility at GANIL*, Proceedings of the 14th Conference on Application of Accelerators in Research and Industry, p. 381 - 384, edited by AIP, 1997

[LAU-97 b] B. Launé, M.G. Saint Laurent and J.M. Gautier, *La station d'identification Basse Energie*, Nouvelle du GANIL, Juillet, p. 25 - 27, édité par G.Auger et M. Bex, 1997

[LEC-96] N. Lecesne et al., *Radioactive Ion Beam Production Tests for SPIRAL*, Proceeding of the XXXIV International Winter Meeting On Nuclear Physics, January 22 - 27, Bormio, Italy, Ed. I. Iori, p. 436, 1996

[LEC-97 a] N. Lecesne et al., *Etude de la production d'ions radioactifs multichargés en ligne*, thèse de l'Université de Caen, Octobre 1997

[LEC-97 b] N. Lecesne et al., *A new method for measuring the absolute efficiency of isotope separation on-line systems*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B126 (1997) p. 141 - 145

[LEC-98] N. Lecesne et al., *SHyPIE : A new source for on line production of multicharged radioactive condensable ion beams*, Proceedings of the XV International Conference on Cyclotron and their Applications, Caen, France, 14th - 19th June, 1998

[LER-96] R. Leroy et al., *Extraction studies on ECR Ion Sources*, Review Scientific Instrument, Vol. 67, No 3, p. 1350, 1996

[LER-97] R. Leroy et al., *Constraints due to the production of radioactive ion beams in the SPIRAL Project*, ICIS'97, 7th International Conference on Ion Sources, September 7 - 13, 1997, Taormina, Italy

[LER-98] R. Leroy et al., *The first target ion source system for the SPIRAL project : Results of the on line tests*, Proceedings of the XV International Conference on Cyclotron and their Applications, Caen, France, 14th - 19th June, 1998

[LEV-95] M. Lewitowicz, *Identification of ^{100}Sn and Other Proton Drip-line Nuclei*, Nuclear Physics A588 (1995) 197c - 202c

[LIC-73] A. J. Lichtenberg and G. Melin, *Diffusion in electron cyclotron resonance heating magnetic mirrors*, The Physics of Fluids, Vol. 16, No 10, p. 1660 - 67, 1973

[LIC-98] R. Lichtenthäler, P. Foury et al., *A simulation of the temperature distribution in the SPIRAL target*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B140 (1998) 415 - 425

[LIE-95] M. Lieuvain and the SPIRAL group, *Status of SPIRAL, The Radioactive Beam Project at GANIL*, Proceedings of the 14th International Conference on Cyclotron and Their Applications, IEEE, Cap town, South Africa, edited by J.C. Cornell, p. 651 - 658, 1995

[LIE-73] M. A. Lieberman et al., *Theory of electron cyclotron resonance heating I. Long time and stochastic effects*, Plasma Physics, Vol. 15, p. 125, 1973

- [LIN-54] M. Lindner and R. N., *Some studies of the Products of the High-Energy Fission Process*, Physical Review, Vol. 94, No 5, p. 1323 - 1328, 1954
- [LOG-77] C. M. Logan, R. Booth and R.A. Nickerson, *A compact beryllium target for production of fast neutrons*, Nuclear Instruments and Methods 145 (1977) 77 - 79
- [LOI-93] M. Loiselet et al., *Aspects of the Louvain-La-Neuve results and projects*, Proceedings of the 3rd International Conference on Radioactive Nuclear Beams, East Lansing, Michigan, 24 - 27 May 1993, edited by D.J. Morrissey, Frontiers, 1993
- [LON-77] M. A. Lone et al., *Thick target neutron yields and spectral distributions from the $^7\text{Li}(p-d, n)$ and $^9\text{Be}(p-d, n)$ reactions*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 143 (1977) 331 - 344
- [LON-81] M.A. Lone, A.J. Fergusson and B.C. Robertson, *Characteristics of neutrons from Be targets bombarded with protons, deuterons and alpha particles*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 189 (1981) 515 - 523
- [LOR-95] Le Carbone Lorraine, *Spécifications techniques*, édition 1995
- [LOT-68] W. Lotz, *Electron-Impact Ionisation Cross Section and Ionisation Rate Coefficients for Atoms and Ions from Hydrogen to Calcium*, Zeitschrift für Physik, Vol. 216, p. 241 - 247, 1968
- [LOY-95] F. Loyer et al., *Status report on the GANIL renovation program*, Proceedings of the 14th International Conference on Cyclotron and Their Applications, IEEE, Cape Town, South Africa, 8 - 13 October, 1995, edited by J.C. Cornell, p.74 - 77
- [MAD-76] R. Madey, F.M. Waterman and A.R. Baldwin, *Neutron spectrum at 0° from 83.7 MeV deuterons on beryllium*, Physical Review C, Vol. 14, No 3, 1976
- [MAN-96] J. Mandin, *Etude expérimentale et simulation des conditions d'extraction d'un faisceau d'ions multichargés d'une source à résonance cyclotronique électronique*, thèse de l'université de Caen, décembre 1996
- [MAU-94] L. Maunoury, *Etudes des processus de diffusion et mesure de l'efficacité de production de noyaux radioactifs avec le séparateur SIRa*, Rapport de stage, GANIL, 1994
- [MAU-97] L. Maunoury et al., *A compact ECRIS for on line production of multicharged radioactive ion beams for SPIRAL*, Proc 18th International Workshop on ECR Ion Sources, February 26 - 28, 1997, College Station, Texas USA, Ed. P. May and E. Ramirez
- [MAU-98] L. Maunoury, P. Bertrand et A.C.C. Villari, *On the efficiency of Isotope Separation On-Line systems*, à paraître
- [MEL-92] G. Melin, 19th IEEE Meeting on plasma Science., Tampa, June 1 - 3, 1992
- [MEU-75] J.P. Meulders et al., *Fast Neutron Yields and Spectra from Targets of Varying Atomic Number Bombarded with Deuterons from 16 to 50 MeV*, Physical Medical Biology, Vol. 20, No 2, p. 235 - 343, 1975

- [MIN-92] T. Minamisono et al., *Proton Halo of ^8B Disclosed by Its Giant Quadripole Moment*, Physical Reviews Letters, Vol. 69, No 14, p. 2058 - 2061, 1992
- [MIT-89] W. Mittig and J. Barette, *SPEG : An energy loss spectrometer for GANIL*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A276 (1989) 509 - 520
- [MIT-93] W. Mittig, *Radioactive beams by fragmentation and ISOL technique*, Proceedings of the International Workshop on Radioactive Nuclear Beams produced by fragmentation spectrometer, Varna, October 1993
- [MOT-95] T. Motobayashi et al., *Large deformation of the very neutron-rich nucleus ^{32}Mg from intermediate energy coulomb excitation*, Physics Letters B346 (1995) 9 - 14
- [MUE-80] A. Mueller, *Absolute ionisation cross sections for electrons incident on O^+ , Ne^+ , Xe^+ and Ar^{i+} ($i=1, \dots, 5$) ions*, J. Phys. B : Atom. Molec. Phys. 13 (1980) 1877 - 1789
- [MUL-93] F.N. Muller, *Mesure de l'efficacité d'ionisation de la source E.C.R. : NANOGAN 10 GHz*, rapport de stage IUT de CAEN, 1993
- [NUP-97] NuPPEC Report, *Nuclear Physics in Europe : Highlights and Opportunities*, edited by Jean Vervier, Juha Äystö, Hubert Doubre, Sydney Galès, George Morrison, Giovanni Ricco, Dirk Schwalm and Gabriele-Elisabeth Körner, december 1997
- [OBE-98] J. Obert, Communication privée
- [OBU-96] M.M. Obuti et al., *Interaction cross section and interaction radius of the ^8B nucleus*, Nuclear Physics A609 (1996) 74 - 90
- [OPP-47] J.R. Oppenheimer, *The Disintegration of the Deuteron by Impact*, Physical Review, Vol 47, p. 845 - 846, 1935
- [ORR-98] N.A. Orr, communication privée
- [PAR-72] C. J. Parnell, Br. J. Radiol. 45 (1972) 542
- [PAU-98] N. Pauwels et al., *Neutrons produits dans des cibles épaisses de Be et ^{238}U par des deutons de 100 MeV/A et de C par des ^{36}Ar de 95 MeV/A. Débit de dose résultant de l'activation de l'Uranium*, rapport interne IPNO 98-04, IPN
- [PEN-37] F.M. Penning, *Ein neues Manometer für niedrige Gasdrucke, insberondere zwischen 10 - 3 und 10 - 5 mm*, Physica IV nr 2, 71, 1937
- [PFE-95] G. Pfenning, H. Klewe-Nebenius, W. Seelmann-Eggebert, *Karlsruher Nuclidkarte*, Institut für Radiochemie, 1995
- [PIA-94] PIAFE Collaboration, *PIAFE Project : Physics Case*, SARA/ISN, Institute des Sciences Nucléaires de Grenoble, June 1994
- [PIE-54] J.R. Pierce, *Theory and Design of Electron Beam*, Van Nostrand New York, 1954

- [PRA-89] R.E. Prael and H. Lichtenstein, *User Guide to LCS : The LAHET Code System*, Los Alamos National Report, LA-UR-89-3014, September, 1989
- [PRE-88] W.H. Press et al., *NUMERICAL RECIPES in C*, The Art Of Scientific Computing, Cambridge University Press, 1988
- [PRI-92] H.G. Price, *N = Z Nuclei*, International Workshop on the Physics and Techniques of Secondary Nuclear Beams, March 23 - 25, Dourdan, France, edited by J.F. Bruandet, B. Fernandez et M. Bex, Frontières, p. 83 - 100, 1992
- [PRI-94] P.B. Price et al., Proceedings of the 5th International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions, Taormino, Italy, p. 292, 1994
- [PUT-97] J.C.. Putaux et al., *Graphite target for the SPIRAL project*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B126 (1997) p. 113
- [RAO-79] V. K. Rao et al., *Shoulders in the very asymmetric mass distribution for reactor-neutron-induced fission of ^{238}U* , Physical Review C, Vol. 19, No 4, p. 1372 - 1379, 1979
- [RAV-92] H.L. Ravn, *Status and future development of ion source for on-line mass separators*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B70 (1992) 107
- [RAV-94] H.L. Ravn, *Comparaison of radioactive ion-beam intensities produced by means of thick targets bombarded with neutrons, protons and heavy ions*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B88 (1994) 441 - 461
- [RAV-97] H.L. Ravn et al., *Bunched release of gases from oxide targets*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B126 (1997) 176 - 181
- [RIC-90] Ch. Ricaud et al., *Status of the new high intensity injection system for GANIL*, Proceedings of the 2nd European Particle Accelerator Conference, Nice, France, Editions Frontières, June 1990
- [RIC-98] M. V. Ricciardi et S. Monti, *Analysis on exotic nuclides production using monte-carlo simulations*, Rapport interne DT-SBD-00005, programme ENEA-INFN-MURST, Bologne, Italie, 1998
- [RID-97] D. Ridikas and W. Mittig, *Calculation of Nucleon Production Cross Sections for 200 MeV Deuterons*, preprint GANIL P 97 19, 1997
- [RID-98 a] D. Ridikas and W. Mittig, *Neutrons and Energy Production by Energetic Projectiles : Protons or Deuterons?*, Nuclear Instruments and Methods A (1998) (in press) and preprint GANIL P 98 02, 1998
- [RID-98 b] D. Ridikas and W. Mittig, *RIB production with high energy neutrons from $\text{Be}(d,xn)$ reactions*, Proceedings of the 2nd International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses ENAM'98, Shanty Creek Resort, Bellaire, Michigan, USA, 23 - 27 June 1998 (in press) and preprint GANIL P 98 22, 1998

[RII-92] K. Riisager, *Physics of drip-line nuclei*, International Workshop on the Physics and Techniques of Secondary Nuclear Beams, March 23 - 25, Dourdan, France, edited by J.F. Bruandet, B. Fernandez et M. Bex, Frontières, p. 69 - 81, 1992

[ROß-84] H. Roßbach und B. Eichler, *Absorption von Metallen auf metallische Oberflächen und Möglichkeiten ihrer Nutzung in der Kernchemie, Ermittlung von Adsorptionseigenschaften mit dem Rechenprogramm AMO*, Akademie der Wissenschaften der DDR, Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf bei Dresden, Zfk 527, Juni 1984

[RUB-95] C. Rubbia et al., *Conceptual design of a fast neutron operated high power energy amplifier*, preprint CERN/AT/95 - 44 (ET) (1995)

[RUT-11] E. Rutherford, *Phil. Mag.*, Vol 21, p. 669, 1911

[SAG-95] H. Sagawa, *Structure of unstable nuclei near proton drip line*, Nuclear physics A588 (1995) 209c - 214c

[SAG-96] H. Sagawa and I. Hamamoto, *Single-Particle and Collective Properties of Nuclei near Drip Lines*, Proceedings of the First International Workshop on Physics of Unstable Nuclear Beams, editors C.A. Bertulani, L. F. Canto and M. Hussein, World Scientific, p. 145 - 156, 1996

[SAI-97] M. G. Saint Laurent, *Production of neutrons and protons by deuteron beam and R&D for the SPIRAL phase II*, Proposition d'expérience, KVI

[SAL-77] M.J. Saltmarsh et al., *Characteristics of an intense neutron source based on the d+Be reaction*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 145 (1977) 81 - 90

[SCH-95] W. Schwab et al., *Observation of a proton halo in ^8B* , Zeitschrift für Physik A, Vol. 350, p. 283 - 284, 1995

[SEP-80] A. Septier, *Applied Charged Particle Optics*, édité par A. Septier, New York : Academic, 1980

[SER-47] R. Serber, *The production of High Energy Neutrons Stripping*, Physical Review, Vol 72, No 11, p. 1008 - 1016, December 1947

[SHI-93] G. D. Shirkov, *A classical model of ion confinement and losses in ECR ion sources*, Plasma Sources Sci. Technol 2 (1993) 250 - 257

[SID-89] J.L. Sida et al., *Mass, charge, and energy distributions in very asymmetric thermal fission of ^{235}U* , Nuclear Physics A502 (1989) 233c - 242c

[SOR-85] P. Sortais, *Excursion en fréquence de l'onde électromagnétique dans une source d'ions à résonance gyromagnétique électronique*, thèse de l'Université Scientifique et Médical de Grenoble, Juillet 1985

[SOR-89] P. Sortais et al., *Ecris développement at GANIL*, Review of Scientific Instrument, Vol 61, No 1, January 1990

- [SOR-93] P. Sortais et al., *NANOGAN : An ultra compact ECRIS for on line and high voltage applications*, XI International Workshop on E.C.R.I.S., Groningen, May 5 - 7, 1993, KVI Report 996, 127
- [SOR-94] P. Sortais et al., *Recent progress in making highly charged ion beams*, Proceedings of the 7th International Conference on the Physics of Highly Charged Ions, Vienna (Autriche), 1994
- [SOR-95] P. Sortais, *General Review of recent developments for ECR ion sources*, Proc. 12th International Workshop on ECR Ion Sources, Riken Japon, Avril, 1995
- [STE-58] P. C. Stevenson et al., *Further Radiochemical Studies of the High-Energy Fission Products*, Physical Review, Vol. 111, No 3, p. 886 - 891, 1958
- [SUM-90] K. Sümmerer et al., *Target fragmentation of Au and Th by 2.6 GeV protons*, Physical Review C, Vol 42, No 6, p. 2546 - 2561, 1990
- [SPI-94] *The SPIRAL Radioactive Ion Beam Facility*, GANIL Report R 94 02 (1994)
- [TAM-96] C. Tamburella, *Projet P.I.A.F.E. : Production d'états de charges élevées pour des ions radioactifs*, thèse de l'Université Denis Diderot Paris VII, juin 1996
- [TAM-97] C. Tamburella et al., *Production of multicharged radioactive ion beams: the 1+ to n+ charge state transformation for the Production, Ionisation, Acceleration de Faisceaux Exotiques project*, Review of Scientific Instrument, Vol 68, No 6, June 1997
- [TAN-92] I. Tanihata et al., *Revelation of thick neutron skins in nuclei*, Physics Letters B 289 (1992) 261 - 266
- [TOS-98] J. A. Tostevin et al., *Coulomb dissociation of light nuclei*, Physical Review C, Vol. 57, p. 3225, 1998
- [TOU-94] M. Toulemonde et al., *Transient thermal process after a high-energy heavy-ion irradiation of amorphous metals and semiconductors*, Physical Review B46, No 22, p. 14362, 1992
- [TRA-72] B. L. Tracy et al., Physical Review C, Vol. 5, p. 222, 1972
- [TRI-97] C. Tribouillard, *Les détecteurs de profil du GANIL*, Rapport GANIL R97/03, 1997
- [VAN-92 a] P. Van Duppen et al., *Ion sources : A review on extraction and ionization techniques*, International Workshop on the Physics and Techniques of Secondary Nuclear Beams, March 23 - 25, Dourdan, France, edited by J.f. Bruandet, B. Fernandez et M. Bex, Frontières, p. 289 - 307, 1992
- [VAN-92 b] P. Van Duppen et al., *Production, acceleration and use of radioactive ion beams at Louvain-La-Neuve*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B70 (1992) 393 - 397
- [VIG-92] J. L. Vignet, *Etude et réalisation d'un nouveau détecteur de faisceau au GANIL*, rapport GANIL R9207
- [VIL-95] A.C.C. Villari et al., *Radioactive Ion Beams at SPIRAL*, Nuclear Physic A588 (1995) 267c - 272c

- [VIL-97 a] A.C.C. Villari and the SPIRAL group, *News from the SPIRAL project at GANIL*, Nuclear Physics A616 (1997) 21c - 28c
- [VIL-97 b] A.C.C. Villari, *The 1+/n+ solution for SPIRAL?*, Nouvelle du GANIL, Juillet, p. 25 - 27, édité par G.Auger et M. Bex, 1997
- [VIL-97 c] A.C.C. Villari, *ECR development for accelerated radioactive ion beams*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B126 (1997) 35 - 44
- [VOL-89] V. V. Volkov, *Production of Nuclei Far From Stability*, Treatise on Heavy-Ion Science, édité par Allan Bromley, Vol. 8, Nuclei Far From Stability, Plenum Press, New York et Londres, p. 99 - 203, 1989
- [WAR-95] R.E. Warner et al., *Evidence for a proton halo in ^8B : enhanced total reaction cross sections at 20 to 60 MeV/nucleon*, Physical Review C, Vol. 52, p. R1166 - 1170, 1995
- [WEA-73] K.A. Weaver, *Neutron Spectra from Deuteron Bombardement of D, Li, Be and C*, Nuclear Science and Engineering, Vol. 52, p. 35 - 45, 1973
- [WIT-96] G. Wittwer, *Horloge pour séquence de Collection et Mesure de Radioactivité*, Manuel Utilisateur, GANIL R 96 01, 1996
- [WOH-77] F.K. Wohn, Iowa State University, Report IS-4270 (1977), p. 32
- [WOL-95] B.H. Wolf et al., *Handbook of Ion Sources* édité par Bernhard Wolf, CRC Press, 1995
- [WU-97] H. M. Wu et al., *Two dimensional simulation of compact ECR plasma sources*, Plasma Sources Sci. Technol 6 (1997) 231 - 239
- [XIE-94] Z.Q. Xie and C.M. Lynei, *Plasma potentials and performance of the advanced electron cyclotron resonance ion source*, Review of Scientific Instrument, Vol 65, No 9, September 1994
- [ZOE-95] C. M. et al., *Fission Fragment Properties in the $^{238}\text{U}(n,f)$ Reaction at Incident Neutron Energies from 1 MeV to 500 MeV*, Proceedings of the Seminar on Fission "Pont d'Oye III", Chateau de Pont d'Oye, Habay-la-Neuve, Belgique, 9 - 11 Mai, 1995

Résumé

Cette thèse s'inscrit dans le cadre du projet SPIRAL qui consiste à produire puis à accélérer un faisceau d'ions radioactifs multichargés. Ce travail a porté essentiellement sur la partie production et ionisation du faisceau d'ions radioactifs. Un premier ensemble cible-source (NANOGEN II) a été étudié, réalisé puis testé. Il est destiné uniquement à la production de faisceaux d'ions radioactifs multichargés de type gaz. Des tests "hors ligne" et "en ligne" ont montré que cet ensemble répond au cahier des charges du projet SPIRAL et qu'il est fin prêt à être mis en fonctionnement dans la casemate de production. A partir de ces tests, les intensités disponibles des futurs faisceaux de SPIRAL ont été calculées.

Une étude détaillée de la diffusion d'un atome dans une cible de carbone a été faite. L'expression de l'efficacité de diffusion, à partir des équations de la diffusion (lois de Fick), a été déduite. Cette efficacité dépend des paramètres suivants : la température, la taille des grains composant la cible, les coefficients d'Arrhenius et la période radioactive. Le développement de trois méthodes expérimentales et la confrontation expérience/théorie ont permis de comprendre ce processus dans la cible de production et de déduire les coefficients d'Arrhenius pour les gaz rares. Une autre étude des cibles de production est présentée. Elle concerne la distribution de température permettant leur utilisation pendant plus d'un mois à une température de 2400 K.

Deux développements ont été étudiés pour le futur de SPIRAL. Le premier ($1+/n+$) consiste en la transformation d'un faisceau monochargé en un faisceau multichargé grâce à une source R.C.E. Ceci permettra d'utiliser la source multichargée hors de la casemate de production et ainsi d'avoir des sources monochargées adaptées à de nombreux types d'éléments. L'autre développement (SPIRAL-II) est destiné à la production d'atomes radioactifs riches en neutrons créés par la fission de l'uranium induite par des neutrons rapides. Le faisceau de neutrons est produit par le stripping/break-up d'un faisceau de deutons dans un convertisseur. Cette solution, très prometteuse, est en cours d'étude et fait partie d'un programme de Recherche Européen.

Abstract

This thesis is related to the SPIRAL project which consists in the production, the ionisation and the acceleration of multicharged radioactive ions. A first target-ion source system, dedicated to the production of gaseous ions, called NANOGEN II, has been built, studied, and tested. "Off line" and "on line" tests have demonstrated that this target-ion source system fits the requirements of the SPIRAL project and that it is ready to be used inside the production cave. From these tests, the expected SPIRAL beam intensities were calculated.

A detailed study of the diffusion of atoms inside the graphite target has been performed. The expression of the diffusion efficiency has been deduced from the basic diffusion laws (Fick's laws). This efficiency depends on the following parameters : the temperature, the grain size, the Arrhenius coefficients and the half-life time. The development of three experimental methods and the comparison of the experimental data with the theory allowed us to further understand the diffusion process of atoms inside the production target and to deduce the Arrhenius coefficients for noble gases. Another study dedicated to the temperature distribution inside the production target is presented. This study predicts that the target can be kept at a high temperature of 2400 K during more than one month.

Two other developments have been studied for SPIRAL. The first, called $1+/n+$, consists in the injection of a monocharged ion beam inside an E.C.R. ion source in order to boost the charge state of the beam. This method will allow to use the high efficiency multicharged ion source outside the production cave and, by this way, to operate with different kind of monocharged ion source dedicated to specific elements. The second development, called SPIRAL-II, is devoted to the production of radioactive neutron-rich atoms created with the induced uranium fission using fast neutrons. The neutron beam stems from the stripping/break-up of a deuteron beam inside a converter. This very promising solution is in progress and belongs to a European Research program.

Mots clefs :

Faisceaux d'ions radioactifs, Ions multichargés, Processus de diffusion, Sources d'ions, Résonance cyclotronique, Sources de neutrons